

**Herstellung, Untersuchung
und Verwendung eines polarisierten
 ^3He -Gas-Targets**

von
Walter Klinger
—
aus
Nürnberg

1968



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546214_0029

Herstellung, Untersuchung und Verwendung eines polarisierten ^3He -Gas-Targets

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Walter Klinger

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 22. Mai 1968

Dekan:	Prof. Dr. W. Haupt
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. R. Fleischmann
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. H. Wegener

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	3
Einleitung	4
Kapitel 1: <u>Erzeugung des polarisierten ^3He-Gases durch optisches Pumpen</u>	7
1.1 Prinzip des optischen Pumpens	7
1.2 Nachweis der ^3He -Polarisation	11
1.2.1 Optische Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrades	11
1.2.2 Bestimmung des Polarisationsgrades mit Hilfe der Kernresonanz-impuls-methode	18
1.3 Beschreibung der Apparatur zum optischen Pumpen an ^3He -Gas	23
1.4 Herstellung der ^3He -Probengefäße	25
Kapitel 2: <u>Abhängigkeit der ^3He-Polarisation von den apparativen Parametern</u>	30
2.1 Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von der Pumplichtintensität	30
2.2 Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von der Zirkularität des Pumplichtes	31
2.3 Einfluß inhomogener Magnetfelder auf den erreichbaren ^3He -Polarisationsgrad	34
2.4 Zusammenhang zwischen ^3He -Polarisationsgrad, ^3He -Druck und Anregungsmechanismus für die Erzeugung metastabiler Atome	38
Kapitel 3: <u>Herstellung der polarisierten ^3He-Gas-Targets und Nachweis ihrer Verwendbarkeit für die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$</u>	49
3.1 Allgemeine Anforderungen an das polarisierte ^3He -Target	49
3.2 dE/dx-Messungen für Protonen und Deuteronen an Duranglas 50 und Jenaer Geräteglas G20	50
3.3 Herstellung der Targetgefäße	56
3.4 Messung des unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$	58

Kapitel 4: <u>Verwendung des polarisierten ^3He-Targets zur Bestimmung der Streuparameter der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$</u>	
<u>Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$</u>	64
4.1 Wahl der Kernreaktion	64
4.2 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ im Rahmen des nicht dynamischen M-Matrix-formalismus	65
4.2.1 Allgemeine Definition des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Teilchen mit Spin mittels Dichtematrizen	65
4.2.2 Berechnung der Dichtematrix ρ_{in} für die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$	66
4.2.3 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus der Dichtematrix ρ_{in}	68
4.2.4 Reduktion der Anzahl der Streuparameter aufgrund von Invarianzforderungen	70
4.3 Klassifikation der Experimente, die zur vollständigen Beschreibung der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion durchgeführt werden müssen	74
4.3.1 Vektor- und Tensorpolarisation des zur Zeit in Erlangen zur Verfügung stehenden Deuteronenstrahls	75
4.3.2 Polarisation des ^3He -Targets	77
4.3.3 Experimentelle Anordnung zur Messung der Streuparameter der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion	78
Anhang 1: Berechnung der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten für elektrische Dipolübergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen des metastabilen ^3He -Atoms	87
Anhang 2: Transformation der Koordinaten x,y,z in X,Y,Z .	91
Anhang 3: Verhalten der Streuparameter gegen Raumspiegelung	92
Anhang 4: Transformation der Polarisationskomponenten P'_Z und P''_Z bei Raumdrehung	94
Literaturverzeichnis	96

Zusammenfassung

Durch optisches Pumpen an metastabilen ^3He -Gas-Atomen kann in ^3He -Gas von einigen Torr Druck bei Zimmertemperatur und schwachen Magnetfeldern eine beträchtliche ^3He -Kernpolarisation erzeugt werden.

Mit Hilfe dieser Methode wurde ein polarisiertes ^3He -Gas-Target hergestellt, das sich für die Untersuchung der Reaktion $^3\text{He}(\text{d},\text{p})^4\text{He}$ eignet. Der Polarisationsgrad des ^3He -Gases kann mit Hilfe der Kernresonanz-Impulsmethode auf 5% genau bestimmt werden. Durch systematische Untersuchung der apparativen Parameter wurde gezeigt, unter welchen experimentellen Bedingungen sich die höchsten Polarisationsgrade erreichen lassen.

Zur Testung der ^3He -Gas-Targets wurde der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^3\text{He}(\text{d},\text{p})^4\text{He}$ gemessen. Diese Messungen haben ergeben, daß die Targets für die Reaktion $^3\text{He}(\text{d},\text{p})^4\text{He}$ als polarisierte ^3He -Gas-Targets verwendet werden können.

Im Rahmen des nicht dynamischen M-Matrixformalismus werden Experimente angegeben, die bei Verwendung der Erlanger Ionenquelle für polarisierte Deuteronen und bei Verwendung des polarisierten ^3He -Gas-Targets die vollständige Bestimmung sämtlicher Streuparameter der Reaktion $^3\text{He}(\text{d},\text{p})^4\text{He}$ ermöglichen.

Einleitung

Bei Kernreaktionen von Teilchen mit Spin hängt der differentieller Wirkungsquerschnitt von einer Reihe von Parametern ab, die die Spinabhängigkeit der Kernkräfte enthalten. Diese sogenannten Streuparameter wurden erstmals von Wolfenstein (Wo 52)¹⁾ zur phänomenologischen Beschreibung der elastischen Streuung von Teilchen mit Spin eingeführt. Von Csonka et al. (Cs 65) wurde diese nicht dynamische Theorie auf den Fall der unelastischen Streuung erweitert.

Zur vollständigen Beschreibung einer Kernreaktion müssen die Streuparameter experimentell bestimmt werden. Die Messung der Streuparameter kann mit Hilfe von Zwei- und Dreifachstreuexperimenten durchgeführt werden. Solche Messungen sind aus Intensitätsgründen meist außerordentlich schwierig oder gar undurchführbar. Denn die Ausbeute der letztlich nachgewiesenen Teilchen ist dem Produkt aus den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Streuungen proportional. Weitere Schwierigkeiten ergeben sich bei Mehrfachstreuexperimenten durch den hohen Untergrund und durch die Tatsache, daß die Energie des Teilchenstrahls nicht geändert werden kann, ohne daß sich andere charakteristische Parameter, wie z.B. Polarisationsgrad und Strahlgeometrie wesentlich ändern. Solche Nachteile können vermieden werden, wenn für die Bestimmung der Streuparameter polarisierte Teilchenstrahlen und polarisierte Targets verwendet werden. Die Verwendung von polarisierten Targets erlaubt außerdem die Messung von Streuparametern, die mit Mehrfachstreuung prinzipiell nicht gemessen werden können (Fi 67).

Mit Hilfe der Atomstrahlmethode, die 1956 von Clausnitzer, Fleischmann und Schopper für die Erzeugung eines polarisierten Teilchenstrahls vorgeschlagen wurde (Cl 56), lassen sich intensive, polarisierte Protonen- und Deuteronenstrahlen herstellen. Eine Übersicht über die heute existierenden polarisierten Ionenquellen wird in (Fl 65) gegeben.

1) Die Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis

am Ende dieser Arbeit.

Für die Herstellung polarisierter Targets gibt es verschiedene Methoden. Bei der sogenannten "brute force" Methode versucht man, die thermische Polarisation mit Hilfe hoher Magnetfelder und tiefer Temperaturen zu erhöhen. Aber selbst bei Magnetfeldern >100 kOe und Temperaturen $<0.1^\circ$ K ist der mit dieser Methode erreichbare Polarisationsgrad für leichte Kerne wie H, D und ^3He viel zu klein, um für Kernexperimente nützlich zu sein.

Die auf Abragam (Ab 55) und Jeffries (Je 57) zurückgehende Methode der dynamischen Kernpolarisation mit Hilfe verbotener Übergänge wird besonders erfolgreich für die Herstellung polarisierter Protonen-Targets angewendet. In einem Lanthan-Magnesium-Nitrat- $(\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O})$ -Kristall werden durch eine geringe Konzentration von Neodymatomen paramagnetische Zentren gebildet, die stark mit dem Gitter aber nur schwach mit den benachbarten Protonen des Kristallwassers gekoppelt sind. Bei Magnetfeldern von ca. 20 kOe und einer Temperatur von ca. 1°K sind die paramagnetischen Zentren aufgrund der Boltzmannverteilung zu fast 100% polarisiert. Durch Sättigung gewisser verbotener Übergänge und durch Spindiffusion wird diese Polarisation auf die Protonen des ganzen Kristalls übertragen.

Eine andere Möglichkeit zur Herstellung polarisierter Targets bietet die statische Methode. Sie nützt die Tatsache aus, daß in manchen Substanzen durch paramagnetische Zentren am Ort des zu polarisierenden Kerns sehr hohe lokale Felder erzeugt werden, in denen sich die Kerne ausrichten. Aufgrund des großen magnetischen Moments der Elektronen gelingt es, durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes die paramagnetischen Zentren zu einem hohen Grad zu polarisieren. Die sich im Feld der polarisierten paramagnetischen Zentren ausrichtenden Kerne sind dann ebenfalls polarisiert.

Die Methode der dynamischen Kernpolarisation und die statische Methode haben den Nachteil, daß zur Erzeugung der Kernpolarisation hohe Magnetfelder, tiefe Temperaturen und

im Falle der dynamischen Methode eine Mikrowellenaus-
rüstung nötig sind. Außerdem enthalten solche Targets
neben den zu untersuchenden Kernen eine Reihe anderer
Elemente, die bei Kernexperimenten einen sehr störenden
Untergrund bilden.

Eine weitere Methode zur Herstellung polarisierter Tar-
gets verwendet das Prinzip des optischen Pumpens. Unter
optischem Pumpen versteht man einen Vorgang, bei dem durch
Lichteinstrahlung die Energieniveaus atomarer oder moleku-
larer Systeme über energetisch höher gelegene Zustände um-
besetzt werden. Colegrove et al. (Co 62) haben durch opti-
sches Pumpen an metastabilen ^3He -Atomen bei Zimmertempera-
tur und schwachen Magnetfeldern in ^3He -Gas von einigen Torr
Druck Kernpolarisationsgrade bis zu 40% erzeugt. Von Phil-
lips et al. (Ph 62) wurde mit Hilfe der elastischen Streuung
von α -Teilchen gezeigt, daß das polarisierte ^3He -Gas als
Target in der Kernphysik verwendet werden kann. Mit einem
polarisierten ^3He -Target wurde von Phillips die Vektorana-
lysatorenstärke für die Reaktion $^3\text{He} + (d, p) ^4\text{He}$ und für die
elastische Streuung $^3\text{He} + (p, p) ^3\text{He}$ gemessen (Ph 66), (Ba 65).

Polarisierte ^3He -Gas-Targets haben den Vorteil, daß sie
isotopenrein sind. Außerdem ist der apparative Aufwand
verhältnismäßig gering, da zur Erzeugung der ^3He -Polari-
sation durch optisches Pumpen weder tiefe Temperaturen noch
hohe Magnetfelder benötigt werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Herstellung eines
polarisierten ^3He -Gas-Targets beschrieben, das für die
Messung der Streuparameter der Reaktion $^3\text{He} + (d, p) ^4\text{He}$ geeig-
net ist.

Kapitel 1

Erzeugung des polarisierten ^3He -Gases durch optisches Pumpen

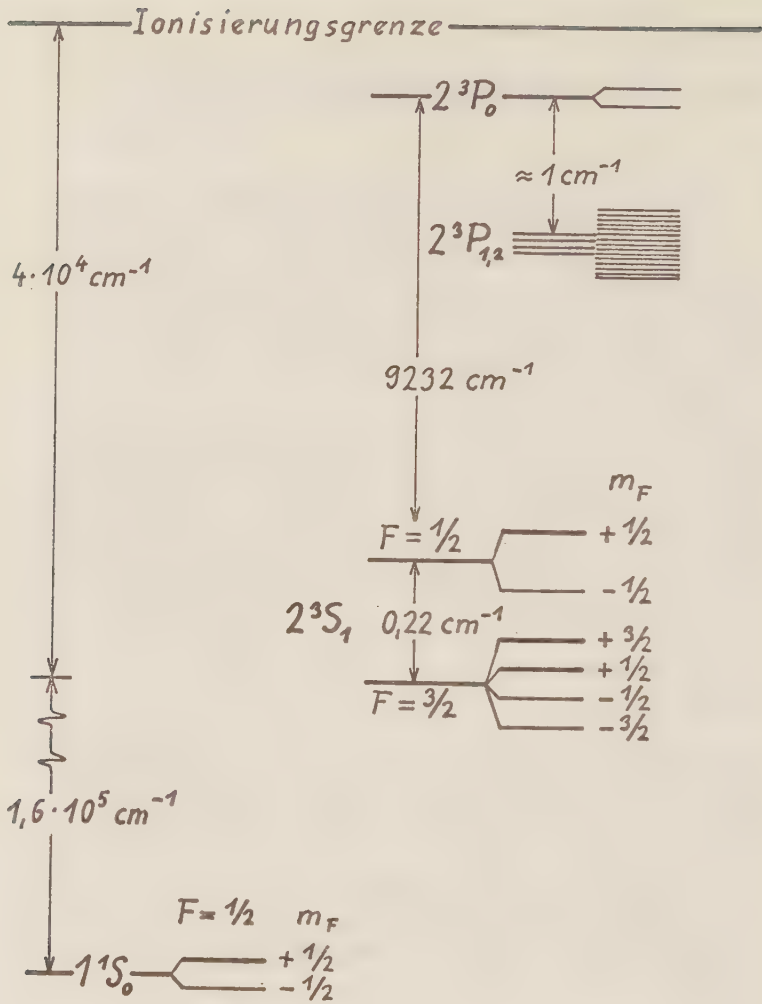
1.1 Prinzip des optischen Pumpens

Das Termschema des ^3He -Atoms (Abb. 1) besteht aus einem Singulettssystem (antiparallele Elektronenspins) und einem Triplettssystem (parallele Elektronenspins). Der energetisch tiefste Zustand des Singulettsystems 1^1S_0 ist gleichzeitig auch der Grundzustand des ^3He -Atoms. Im äußeren Magnetfeld spaltet dieser aufgrund des ^3He -Kernspins $I = 1/2$ in die Zeemanterme $|m_I = \pm 1/2\rangle$ auf.

Der energetisch tiefste Zustand des Triplettsystems ist der metastabile 2^3S_1 -Zustand mit dem gesamten Hüllendrehimpuls $J = 1$. Dieser koppelt mit dem Kernspin $I = 1/2$ des ^3He -Atoms und bildet die Hyperfeinstrukturkomponenten mit dem Gesamtdrehimpuls $F = 3/2$ und $F = 1/2$. Im äußeren Magnetfeld spalten die Hyperfeinstrukturterme in die sechs Zeemanterme $|F = 3/2; m_F = \pm 3/2\rangle, |F = 3/2; m_F = \pm 1/2\rangle$ und $|F = 1/2; m_F = \pm 1/2\rangle$ auf. Analog erhält man für die Zustände 2^3P_0 , 2^3P_1 und 2^3P_2 im äußeren Magnetfeld 2, 6 bzw. 10 Zeemankomponenten.

Werden ^3He -Atome in einer schwachen Gasentladung durch Elektronenstoß angeregt, so gelangt immer ein Teil davon über höher angeregte Niveaus oder über die Ionisationsgrenze in den metastabilen Zustand 2^3S_1 . Wegen seiner verhältnismäßig großen Lebensdauer ($\approx 10^{-4}$ sec) kann der metastabile Zustand im folgenden als Grundzustand eines neuen Atoms angesehen werden, das sich in einem Puffergas aus ^3He -Atomen im Grundzustand befindet.

Das optische Pumpen erfolgt zwischen dem metastabilen 2^3S_1 -Zustand und den 2^3P -Niveaus. Durch Einstrahlen der $1.083\mu\text{m}$ Linie einer ^4He -Lampe (im folgenden stets Pumplicht genannt) erreicht man, daß nur Absorptionsübergänge zwischen den Zeemantermen des 2^3S_1 -Zustandes und dem 2^3P_0 -Zustand erfolgen.



Termschema eines He^3 -Atomes in einem Magnetfeld (nicht maßstabsgetreu !)

Abb.1

Denn aufgrund des Isotopieverschiebungseffektes entsprechen die Übergänge $2^3P_{1,2} \leftrightarrow 2^3S_1$ im ^4He -Atom gerade den Übergängen $2^3P_0 \leftrightarrow 2^3S_1$ im ^3He -Atom (siehe Abb.2).

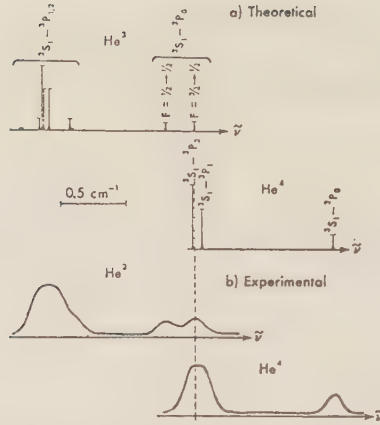
In Abb. 3 wird eine schematische Darstellung des optischen Pumpvorganges gegeben. Zunächst sind die Zeemanstufen des 2^3S_1 -Zustandes alle gleich besetzt. Durch Einstrahlung von rechtszirkularpolarisiertem Pumplicht¹⁾ parallel zu einem äußeren Magnetfeld (Quantisierungsachse) werden zwischen dem 2^3S_1 - und dem 2^3P_0 -Zustand nur Absorptionsübergänge mit $\Delta m = +1$ angeregt (durchgezogene Pfeile in Abb. 3). Der Zerfall des 2^3P_0 -Zustandes erfolgt spontan und unabhängig vom Pumplicht nach den Auswahlregeln $\Delta m = \pm 1, 0$ in sämtliche Zeemanstufen des 2^3S_1 -Niveaus (gestrichelte Pfeile in Abb. 3). Auf diese Weise tritt eine Umbesetzung der Zeemanterme des 2^3S_1 -Zustandes auf. Die Zustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = -3/2$ und $m_F = -1/2$ werden durch das optische Pumpen entvölkert. Entsprechend werden die Zustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = +3/2$ und $m_F = +1/2$ dichter besetzt. Entwickelt man die Zustände $|F = 3/2; m_F = \pm 3/2, \pm 1/2\rangle$ und $|F = 1/2; m_F = \pm 1/2\rangle$ nach einem vollständigen System im Spinraum, so erkennt man sofort, daß die ungleiche Besetzung dieser Terme einer Kernspinpolarisation des 2^3S_1 -Zustandes entspricht.

Der metastabile Zustand ist mit dem Grundzustand der ^3He -Atome eng gekoppelt. Beim Stoß eines metastabilen ^3He -Atoms mit einem ^3He -Atom im Grundzustand kann der metastabile Zustand ausgetauscht werden, nach der Gleichung:



Bei diesem Austauschstoß muß der gesamte Drehimpuls der beiden Stoßpartner erhalten bleiben. Die magnetischen

1) Bei Einstrahlung von linkszirkularpolarisiertem Pumplicht gelten die gleichen Überlegungen. Es ändert sich lediglich das Vorzeichen der Vektor-Polarisation.



10 830 Å LINE STRUCTURE IN He³ AND He⁴

FIG. 3. The theoretical predictions of Fred *et al.* for the $2^3S_1 - 2^3P_{0,1,2}$ 10 830 Å transitions of He³ and He⁴, compared with our lamp profiles. In each case the relative positions of He³ and He⁴ are drawn correctly.

Abb.2 Spektrale Verteilung der 1.083 µm Linien der Isotope ^3He und ^4He (Übergänge $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_{0,1,2}$):

a.) theoretisch; b.) experimentell; nach Greenhow (Gr 64)

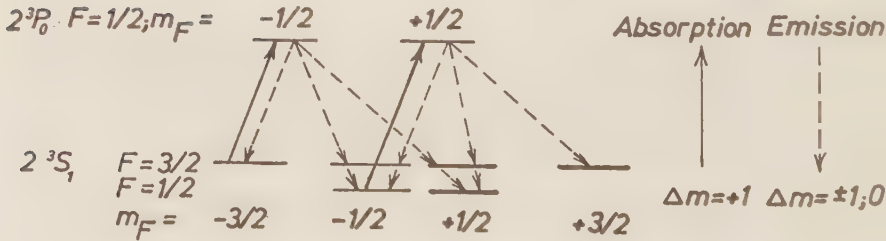


Abb.3 Schematische Darstellung des optischen Pumpens an metastabilen ^3He -Atomen bei Einstrahlung von rechts-zirkular polarisiertem Pumplicht

Quantenzahlen der Grundzustandsatome können sich jedoch bei dem Stoß um $\Delta m = \pm 1$ ändern, wenn die entsprechenden metastabilen Atome ihre magnetischen Quantenzahlen gleichzeitig um $\Delta m = \mp 1$ ändern. Der metastabile Austauschprozeß wirkt somit wie ein Spin-Flip-Operator, der den Grundzustand mit dem metastabilen Zustand koppelt. Diese Kopplung bewirkt, daß sich im Grundzustand stets dieselbe Polarisation wie im metastabilen Zustand einstellt (Wa 62). Eine wesentliche Voraussetzung hierfür ist jedoch die experimentell bestätigte Annahme, daß die Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 der Grundzustandsatome sehr groß ist im Vergleich mit der Zeit, die für einen Austauschprozeß notwendig ist.

Ist N_1 die Anzahl der ^3He -Grundzustandsatome mit Spin $m_I = +1/2$ und N_2 die Anzahl der ^3He -Grundzustandsatome, die sich im Zustand mit Spin $m_I = -1/2$ befinden, so wird der Polarisationsgrad des Grundzustandes durch $P = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ definiert. Das Verhältnis zwischen der Dichte N der Grundzustandsatome und der Dichte n der metastabilen Atome liegt im allgemeinen bei $N/n \approx 10^6$ bis 10^7 . Dementsprechend dauert es besonders bei höheren Gasdrücken (im Bereich um 10 Torr) oft sehr lange (bis zu 600 sec), bis die Polarisation ihren vollen Wert erreicht hat. Die für die Einstellung der Gleichgewichtspolarisation charakteristische Zeitkonstante wird Pumpzeit T_p genannt.

1.2 Nachweis der ^3He -Polarisation

1.2.1 Optische Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrades

Beim optischen Pumpen mit rechtszirkular polarisiertem Licht werden die Zeemanstufen mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = -1/2$ und $m_F = -3/2$ langsam leergepumpt. Dies hat zur Folge, daß das Absorptionsvermögen der metastabilen ^3He -Atome mit wachsendem Polarisationsgrad abnimmt. Die Absorptionsänderung kann daher zum optischen

Nachweis des Pumpvorganges sowie zur Messung der erzielten ^3He -Polarisation verwendet werden. Zu diesem Zweck wird das durch die ^3He -Probe gegangene Pumplicht auf einen Fotowiderstand fokussiert. Die Änderung der Lichtintensität am Fotowiderstand zwischen polarisiertem und unpolarisiertem Zustand des ^3He -Gases wird als optisches Pumpsignal ΔI bezeichnet.

Von Colegrove et al. (Co 63) wurde eine Beziehung zwischen dem Pumpsignal ΔI und dem Polarisationsgrad P abgeleitet. Sie gilt unter der Voraussetzung, daß sich das metastabile 2^3S_1 -Spinsystem und das Spinsystem des Grundzustandes im Gleichgewicht befinden.

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{P}{3+P^2} \left\{ 6 - 2P - 3(1 - P)^2 \cdot \frac{b+c-a}{a+b+c} \right\}$$

I_0 bedeutet die Gesamtabsorption der metastabilen Atome, wenn der Polarisationsgrad $P = 0$ ist. a, b, c sind die relativen Absorptionswahrscheinlichkeiten des Pumplichtes zwischen den Zuständen $|F = 3/2; m_F = -3/2\rangle$, $|F = 3/2; m_F = -1/2\rangle$, $|F = 1/2; m_F = -1/2\rangle$ des 2^3S_1 -Niveaus und den Zeemanstufen $|F = 1/2; m_F = +1/2\rangle$ des 2^3P_0 -Zustandes. Die Absorptionswahrscheinlichkeiten a, b und c können zwar mit erheblicher Genauigkeit berechnet werden (siehe Anhang I). Es besteht jedoch Unsicherheit darüber, wie gut die Hyperfeinstrukturkomponenten $F = 3/2$ und $F = 1/2$ des 2^3S_1 -Zustandes von der ^4He -Pumplichtlinie ausgeleuchtet werden (siehe Abb. 2). Colegrove et al. (Co 63) nehmen aufgrund der Messungen von Fred et al. (Fr 51) gleichmäßige Ausleuchtung der Zeemanstufen des 2^3S_1 -Zustandes an. Greenhow (Gr 64) hingegen fand bei der spektroskopischen Untersuchung seiner Lampen, daß nur die Hyperfeinstrukturkomponente des 2^3S_1 -Zustandes mit $F = 3/2$ ausgeleuchtet wird.

Der Frequenzschwerpunkt und die Linienbreite der zum optischen Pumpen verwendeten ^4He -Linien $2^3\text{S}_1 \leftrightarrow 2^3\text{P}_1$ und

$2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ hängt wesentlich vom Gasdruck in der Lampe, von der Anregungsmethode der Lampe und der Lampentemperatur ab. Zur richtigen Wichtung der Absorptionswahrscheinlichkeiten a, b und c müßte daher die spektrale Verteilung einer jeden einzelnen ^4He -Lampe ausgemessen werden. Solche Messungen können nur mit einem hochauflösenden Spektラルapparat durchgeführt werden und sind daher bei dem ohnehin komplizierten Aufbau eines polarisierten ^3He -Targets nicht durchführbar. Man kann jedoch die beiden Fälle, nämlich gleichmäßige Ausleuchtung der Hyperfeinstrukturkomponenten $F = 3/2$, $F = 1/2$ des 2^3S_1 -Zustandes und alleinige Ausleuchtung der Komponente $F = 3/2$, als Grenzfälle ansehen, zwischen denen die spektrale Verteilung der ^4He -Pumplichtlinien liegt. Bei gleichmäßiger Ausleuchtung verhalten sich die Absorptionswahrscheinlichkeiten a, b und c wie 28:10:30 (siehe Anhang I), bei Ausleuchtung der $F = 3/2$ -Komponente wie 28:10:0. Man erhält damit für den Polarisationsgrad P die Ungleichung:

$$\frac{P(11-2P-P^2)}{6+2P^2} \leq \frac{\Delta I}{I_0} \leq \frac{P(15-10P+3P^2)}{6+2P^2} \quad (1.1)$$

Die Auswertung dieser Ungleichung ergibt, daß $P_{\text{max}}/P_{\text{min}} = 1.36$ ist. Nimmt man als Wert für den Polarisationsgrad das Mittel zwischen P_{max} und P_{min} , so beträgt die Unsicherheit in P etwa 15%. Mit dieser Annahme erhält man für den Polarisationsgrad näherungsweise

$$P = 0.47 \cdot \frac{\Delta I}{I_0} \quad (1.2)$$

Es soll nun der Meßvorgang zur optischen Bestimmung des Polarisationsgrades beschrieben werden:

Das durch die ^3He -Probenkugel gegangene Pumplicht wird auf einen Bleisulfid-(PbS)-Fotowiderstand fokussiert. Änderungen der Pumplichtintensität werden am Arbeitswiderstand des PbS-Widerstandes in Spannungsschwankungen umgesetzt und können mit Hilfe eines Oszillographen beobachtet werden. Unter typischen experimentellen Bedingungen (einige Torr ^3He -Gasdruck, mittelstarke Entladung in der Probenkugel zur

Erzeugung metastabiler ^3He -Atome) wird von den metastabilen Atomen nur ein kleiner Teil ($\approx 2\%$) des Pumplichtes absorbiert.

Die Gesamtabsorption I_0 ergibt sich als Unterschied zwischen der Pumplichtintensität am PbS-Widerstand bei eingeschalteter Entladung und unpolarisierter ^3He -Probe einerseits (maximale Absorption der metastabilen ^3He -Atome) und der Pumplichtintensität am PbS-Widerstand bei ausgeschalteter Entladung (keine Absorption durch metastabile ^3He -Atome) andererseits. An das so gemessene I_0 muß noch eine Korrektur angebracht werden, und zwar muß die Lichtintensität, die von der schwachen Entladung in der ^3He -Probe stammt, das sogenannte Eigenleuchten I_{eig} , zu I_0 addiert werden.¹⁾

Zur Bestimmung von ΔI wird die Gleichgewichtspolarisation, die sich nach längerem optischen Pumpen in der ^3He -Probe eingestellt hat, zerstört. Die Zerstörung der Polarisation kann dadurch erreicht werden, daß senkrecht zum äußeren Magnetfeld (Quantisierungsachse) ein starkes HF-Magnetfeld eingestrahlt wird, dessen Frequenz den Übergangsfrequenzen zwischen zwei benachbarten Zeemantermen des 2^3S_1 -Zustandes bzw. des Grundzustandes entspricht. ΔI ergibt sich dann als Differenz zwischen Lichtintensität ohne HF-Einstrahlung und Lichtintensität mit HF-Einstrahlung unter sonst gleichen Bedingungen (Abb. 4).

Bei schwachen äußeren Magnetfeldern (< 500 Oe) ist die Zeemanaufspaltung der 2^3S_1 -Zeemanstufen dem angelegten Magnetfeld proportional (We 54). Die Übergangsfrequenz zwischen den Zeemanstufen der Hyperfeinstrukturkomponenten $F = 3/2$ und $F = 1/2$ beträgt $\nu = 1.9$ MHz/Oe bzw. $\nu = 3.7$ MHz/Oe. Die Übergangsfrequenz zwischen den Stufen $m_I = \pm 1/2$ des Grundzustandes ist $\nu = 3.243$ kHz/Oe.

1) In Ref. (Co 63) wird irrtümlicherweise angegeben, daß I_{eig} von I_0 abgezogen werden muß.

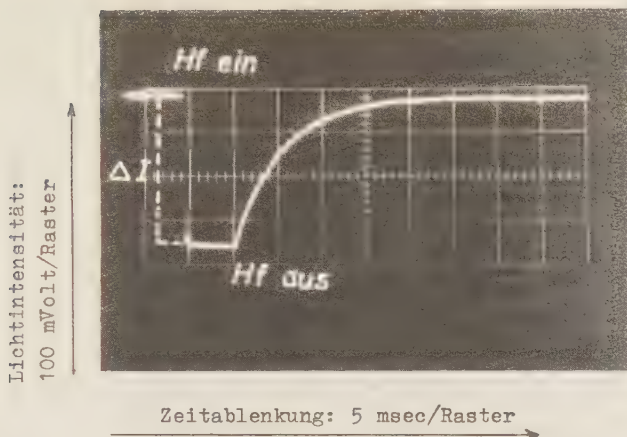


Abb. 4 Oszillogramm: Zeitliche Darstellung des optischen Pumpvorgangs in einer 1 Torr ^3He -Probe. Relative Lichtabsorption $\Delta I/I_0 = 0.21$. Die Zerstörung der Polarisation erfolgt über den Grundzustand bei 400 kHz.

Da der 2^3S_1 -Zustand eng mit dem Grundzustand gekoppelt ist, genügt es, wenn man zur Zerstörung der Polarisation eine der drei Frequenzen einstrahlt. Abb. 5 zeigt die beiden Resonanzdurchgänge, die den Übergängen zwischen den Hyperfeinstruktur-Zeemantermen des $F = 1/2$ - und $F = 3/2$ -Zustandes bei einer Frequenz von 27 MHz entspricht.

Aufgrund des ungleichen Dichte-Verhältnisses zwischen metastabilen Atomen und Grundzustandsatomen gelingt die Zerstörung der Polarisation mittels der Zustände $F = 3/2$ und $F = 1/2$ nur dann vollständig, wenn mit sehr großer HF-Amplitude eingestrahlt wird. Dies hat meist eine Änderung der Entladungsstärke in der Probenkugel und somit eine Verfälschung des Pumpsignals ΔI zur Folge.

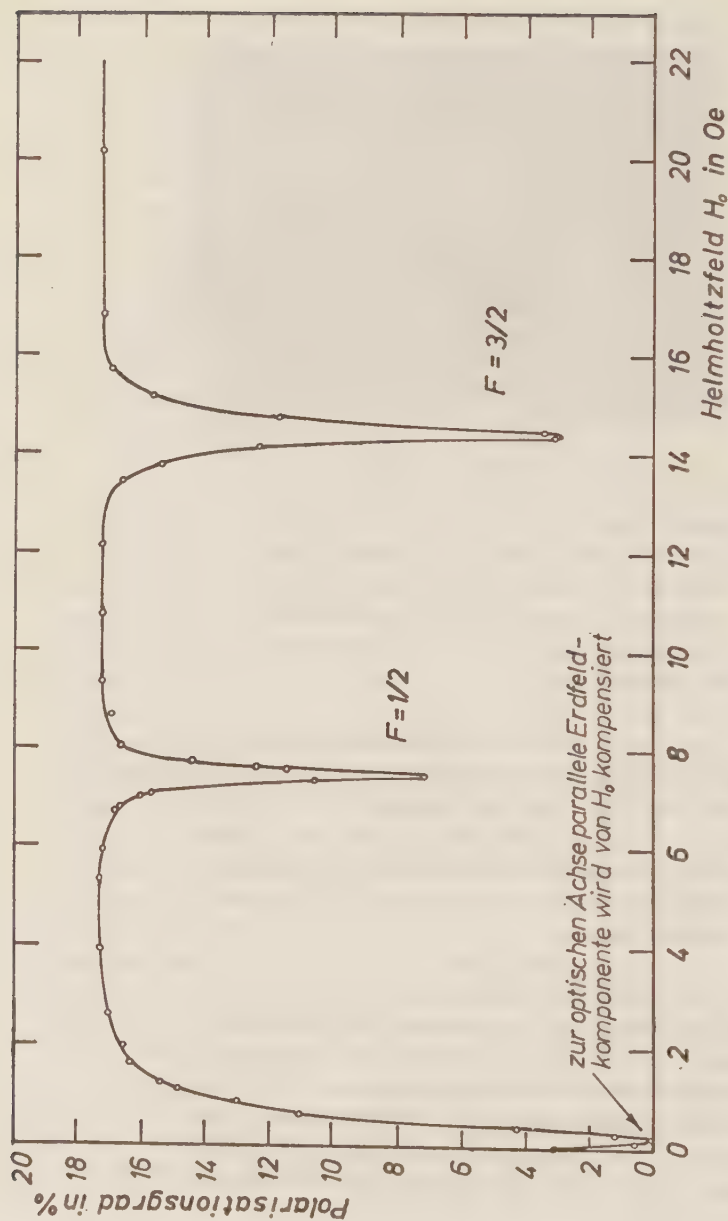


Abb. 5 Resonanzdurchgang durch die Zeemanterme des 2^3S_1 -Zustandes in ^3He bei 27 MHz; das Helmholtzfeld und die zur optischen Achse parallele Erdfeldkomponente sind antiparallel; ^3He -Druck: 1 Torr; die Resonanzlinien werden durch die metastabilen Austauschstoffe verbreitert.

Bei Polarisationsmessungen wurde daher immer nur die Resonanz des Grundzustandes verwendet. Abb. 6 zeigt einen Durchgang durch die Resonanz des ^3He -Grundzustands bei 100kHz.

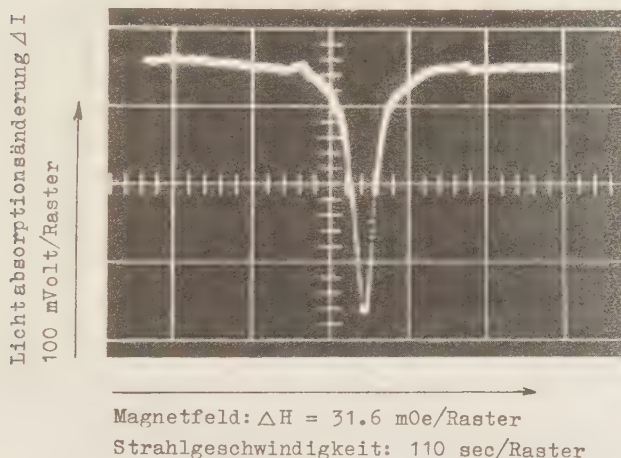


Abb. 6 Durchgang durch die Resonanz des ^3He -Grundzustands bei $H_0 = 30.810 \text{ Oe}$ ($\approx 100 \text{ kHz}$); 1 Torr ^3He -Probe; Halbwertsbreite $\Delta H = 11.25 \text{ mOe}$, $\Delta \nu = 36.6 \text{ Hz}$

Nach Gleichung (1.1) ist der optisch bestimmte Polarisationsgrad von vornherein mit einer Unsicherheit von 15% behaftet. Hierzu kommen noch einige grundsätzliche Meßfehler:

1. Die höchsten Polarisationsgrade lassen sich nur bei extrem schwachen Entladungen erreichen. Da das Pumpsignal ΔI mit der Stärke der Entladung ebenfalls abnimmt, wird das Signal-Rauschverhältnis um so ungünstiger, je höher der zu messende Polarisationsgrad ist.

2. Bei der Ableitung der Gleichung (1.1) wurde vorausgesetzt, daß das Pumplicht vollkommen zirkular polarisiert ist (hierzu siehe Abschnitt 2.2).

3. Gleichung (1.1) gilt nur, wenn die Gesamtabsorption I_0 so klein ist, daß sie direkt proportional zur Anzahl der absorbierenden metastabilen Atome im Lichtstrahl angesehen werden kann.

4. Die Empfindlichkeit des PbS-Widerstandes ändert sich im verwendeten Bereich mit der Bestrahlungsstärke (P_0 67).

Eine Abschätzung dieser Fehler ergibt für den optisch bestimmten Polarisationsgrad P eine Ungenauigkeit von $\Delta P \leq 30\%$. Für qualitative Messungen oder zur Überwachung des optischen Pumpens reicht diese Genauigkeit aus. Im Hinblick auf die Verwendung des polarisierten ^3He -Gases für polarisierte ^3He -Targets ist die Genauigkeit der optischen Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrades unzureichend.

1.2.2 Bestimmung des Polarisationsgrades mit Hilfe der Kernresonanz-Impulsmethode.

Kernresonanzexperimente mit ^3He -Gas können wegen der geringen thermischen Polarisation normalerweise selbst mit hochempfindlichen Kernresonanzspektrometern nur bei sehr hohen Drucken und starken Magnetfeldern ausgeführt werden (Wa 56).

In optisch gepumptem ^3He -Gas ist die Polarisation jedoch so hoch, daß in einer ^3He -Probe von ca. 50 cm^3 bei einem Druck von ≈ 0.1 Torr bereits gut meßbare Kernresonanzsignale empfangen werden können. Es wurde zur Bestimmung der ^3He -Polarisation die Kernresonanz-Impulsmethode gewählt, da mit dieser Methode noch andere interessante Eigenschaften des polarisierten ^3He -Gases, wie Spin-Spin-Relaxationszeiten, Spin-Gitter-Relaxationszeiten und Selbstdiffusionseffekte gemessen werden können.

Die Kernresonanz-Impulsmethode funktioniert nach dem

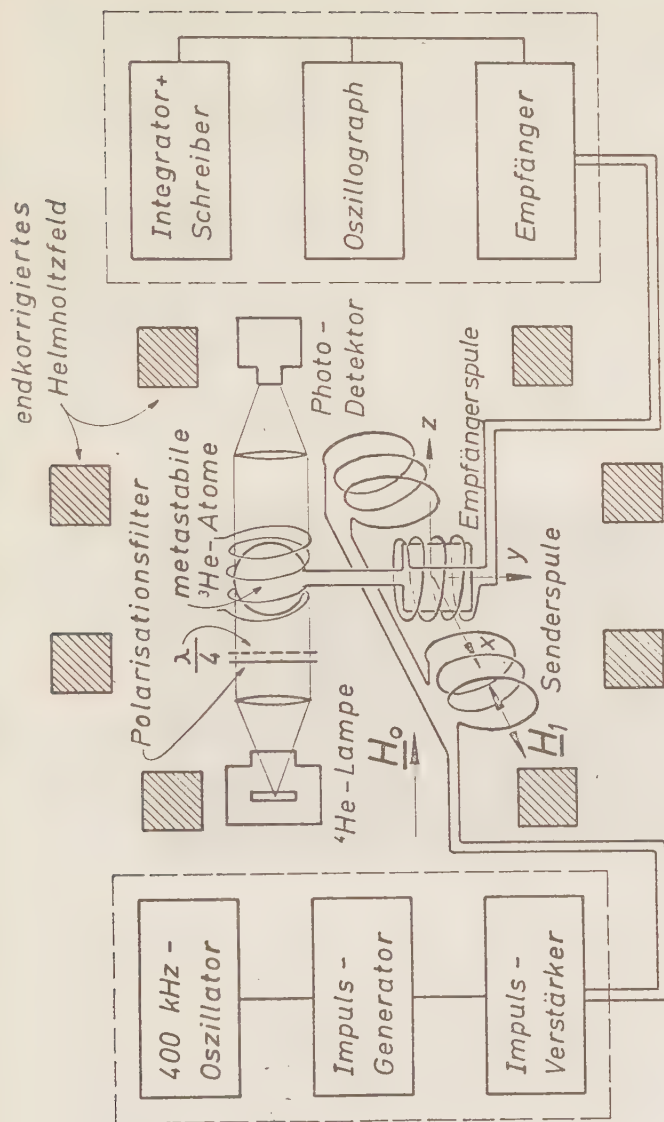


Abb.7 Anordnung zur Bestimmung der ^3He -Kern -
Polarisation mit Hilfe der Kernresonanz -
Impulsmethode

folgenden Prinzip: Das als Quantisierungsachse dienende Magnetfeld H_0 , längs dessen Richtung sich die ^3He -Spins ausgerichtet haben, liege in Abb. 7 parallel zur Papierebene. Durch einen sogenannten 90° -HF-Impuls wird mit Hilfe einer Senderspule senkrecht zur Quantisierungsachse ein HF-Magnetfeld H_1 mit der Larmorfrequenz der ^3He -Spins so lange eingestrahlt, bis die ^3He -Spins in eine zu H_0 senkrechte Ebene präzediert sind. In diesem Augenblick wird der 90° -Impuls abgeschaltet, und die Spins können frei um das Magnetfeld H_0 präzedieren. Ebenfalls senkrecht zu H_0 steht eine weitere Spule, die Empfängerspule. In ihr wird durch die frei um H_0 präzedierenden Spins ein Signal induziert, das nachfolgend verstärkt und auf den Eingang eines Oszillographen gegeben wird. Aufgrund von Feldinhomogenitäten und Spinrelaxation fällt das induzierte Signal exponentiell ab. Abb. 8 zeigt den 90° -Impuls und den

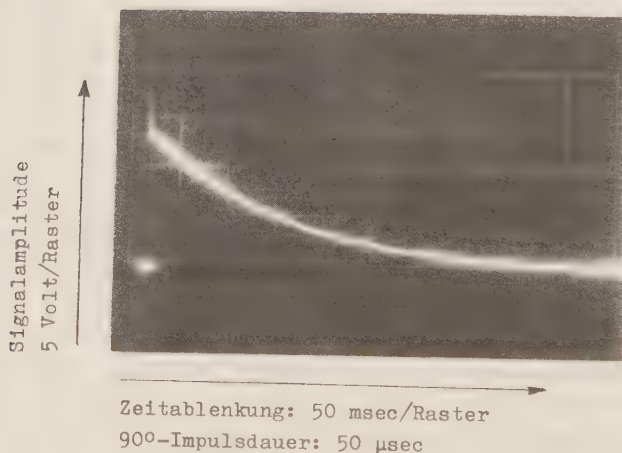


Abb. 8 Zur Messung der ^3He -Kernpolarisation mit Hilfe der Kernresonanz-Impulsmethode. Das Oszillogramm zeigt den 90° -Impuls und den exponentiellen Signalabfall der frei präzedierenden ^3He -Spins. 1 Torr ^3He -Probe; $H_0 = 123.5$ Oe.

von den frei präzedierenden Spins induzierten Signalabfall. Die Aufnahme wurde mit einem Kernresonanz-Impulsspektrometer der Fa. Bruker Physik gemacht. Das Spektrometer arbeitet mit einer Frequenz von 400 kHz. Das entspricht bei ^3He -Gas einem Magnetfeld H_0 von 123,5 Oe.

Das Maximum des induzierten Spinsignals ist der ^3He -Polarisation direkt proportional. Zur Absoluteichung des Impulsspektrometers wurden die ^3He -Signale mit den thermischen Resonanzsignalen der Protonen in n-Hexan und Glycerin verglichen. Als Umrechnungsfaktor zwischen dem ^3He -Signal und der ^3He -Polarisation ergibt sich:

$$p_{\text{He}} = \frac{\gamma_{\text{H}}^2}{\gamma_{\text{He}}} \cdot \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{He}}} \cdot \frac{U_{\text{He}}}{U_{\text{H}}} p_{\text{H}} ;$$

Dabei bedeuten γ_{H} und γ_{He} die gyromagnetischen Verhältnisse der ^3He - und H-Kerne, N_{He} und N_{H} die Anzahl der im Meßvolumen vorhandenen ^3He - bzw. H-Kerne und U_{He} und U_{H} die Signalamplituden nach dem 90° -Impuls. p_{H} ist der thermische Polarisationsgrad der Protonen in n-Hexan bzw. Glycerin. Bei Relativmessungen kann mit dem Impulsspektrometer besonders bei hohen Polarisationsgraden eine Meßgenauigkeit größer als 2% erreicht werden. In die Absoluteichung gehen jedoch noch die Meßfehler ein, die bei der Bestimmung des Meßvolumens und bei der Messung des ^3He -Drucks in den ^3He -Proben gemacht werden. Die Genauigkeit der Absolutmessungen ist deshalb nicht besser als 5%.

Mit Hilfe der Kernresonanzmethode wurde festgestellt, daß bei der optischen Bestimmung des Polarisationsgrades die relative Absorption $\Delta I/I_0$ in Gleichung (1.2) nicht mit dem Faktor 0,47 sondern mit 0,42 multipliziert werden muß. Dies steht in Übereinstimmung mit der Greenhow'schen Annahme, daß praktisch nur die Hyperfeinstrukturkomponente $F = 3/2$ des 2^3S_1 -Zustandes von der 1,083 μm -Linie des ^4He -Spektrums ausgeleuchtet wird.

Zum Vergleich der beiden Polarisationsmeßmethoden ist in Abb. 9 die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Stärke der Entladung in einer 1 Torr ^3He -Probe gegeben. Man sieht, daß die Meßpunkte bei der optischen Nachweismethode um so mehr streuen, je höher der Polarisationsgrad ist. Mit der Kernresonanzmethode hingegen ist die Meßgenauigkeit um so besser, je größer der Polarisationsgrad wird.

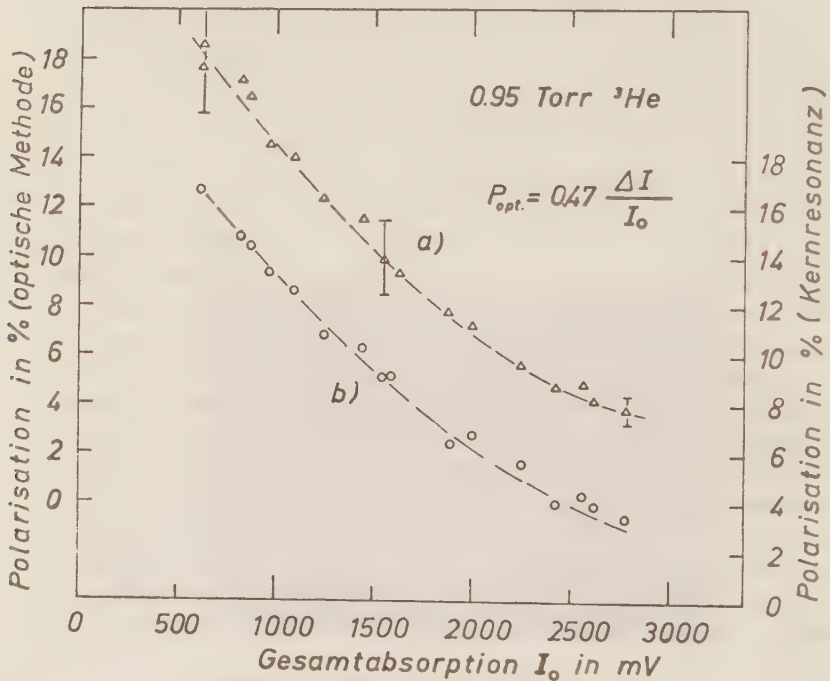


Abb. 9 Vergleich der Meßverfahren zur Bestimmung des ^3He -Polarisationsgrades: a) optische Methode, b) Kernresonanz-Methode.

Eine genaue Beschreibung des Impulsspektrometers sowie seiner Absoluteichung findet sich in Ref. (Ha 68a) und Ref. (Ha 68b).

1.3 Beschreibung der Apparatur zum optischen Pumpen an ^3He -Gas

Die wesentlichen Teile der Apparatur zum optischen Pumpen an ^3He -Gas werden in Abb. 10 schematisch dargestellt.

Als Lichtquelle zum optischen Pumpen dient eine intensive ^4He -Gasentladungslampe, die durch einen Magnetronsender mit der Frequenz 2.4 GHz angeregt wird. Zur Einkoppelung der Hochfrequenz in die Lampe wird ein zylindrischer Hohlraumresonator verwendet, der im E_{010} -Modus schwingt.

Durch ein Polarisationsfilter, das gleichzeitig als Rotfilter wirkt (Durchlaßbereich $0.7 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.8 \mu\text{m}$), wird die $1.083 \mu\text{m}$ -Linie des ^4He -Spektrums linear polarisiert und mit Hilfe eines $\lambda/4$ -Blättchens in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Mit Hilfe der Linse L1 wird das Pumplicht als möglichst paralleles Lichtbündel parallel zu einem als Quantisierungsachse dienenden Magnetfeld in die ^3He -Probe eingestrahlt. Das durch die Probe gegangene Licht wird zum optischen Nachweis des Pumpvorgangs mit Linse L2 auf einen Bleisulfid(PbS)-Fotowiderstand vom Typ Valvo 61SV fokussiert.

Als ^3He -Probengefäße dienen Glaskugeln aus Duranglas mit einem Durchmesser von ca. 5 cm, die mit ^3He -Gas zwischen 0.1 Torr und 15 Torr Druck gefüllt sind. Bei Messung der Polarisation mit der Kernresonanz-Impulsmethode dienen als Probegefäße zwei Kugeln, die durch ein 6 cm langes Glasrohr von 5 mm Durchmesser verbunden sind (siehe Abb.7). Erzeugung und Nachweis der Polarisation sind in diesem Fall räumlich voneinander getrennt.

In der ^3He -Probe wird zur Erzeugung der metastabilen ^3He -Atome durch den Sender S1 eine schwache, elektrodenlose Hochfrequenzentladung unterhalten. Die Frequenz der Entladung kann zwischen 100 kHz und 30 MHz stufenlos verändert werden.

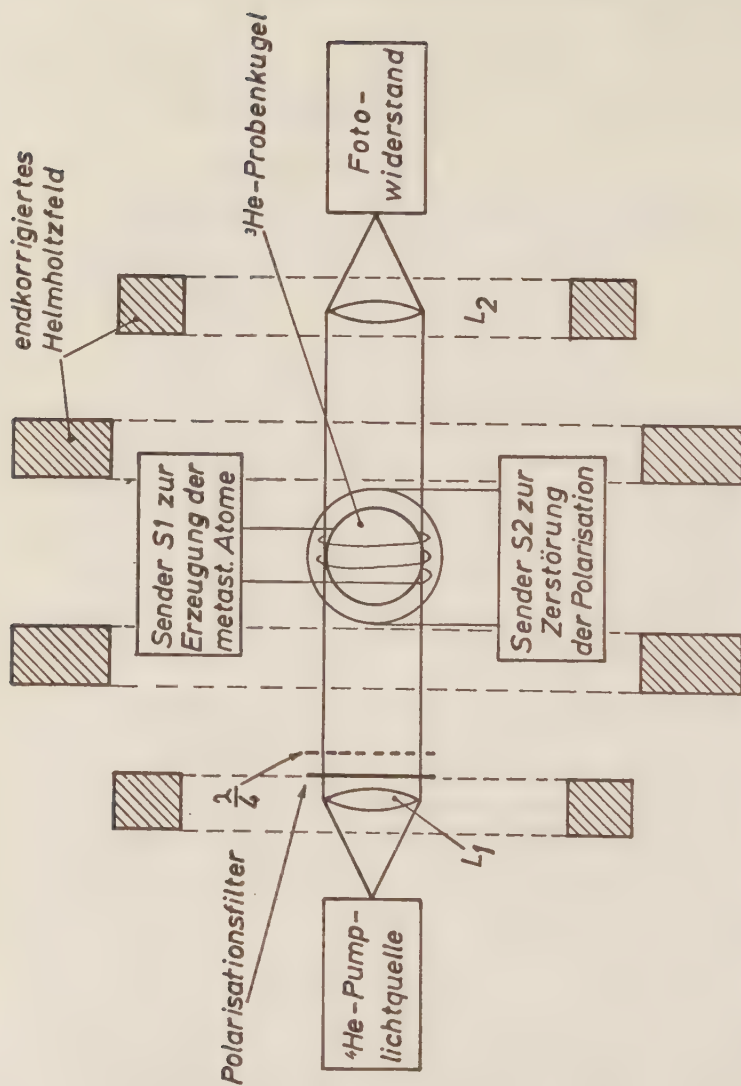


Abb. 10 Schematische Darstellung der Apparatur zum optischen Pumpen an ^3He -Gas

Ein weiterer Sender S2 dient bei der optischen Messung des Polarisationsgrades zur Zerstörung der ^3He -Polarisation.

Die ^3He -Probe befindet sich im Mittelpunkt eines endkorrigierten Helmholtzfeldes. Der mittlere Durchmesser der Hauptspulen dieses Feldes beträgt 80 cm; ihr Abstand ist 15 cm. Mit 10 Amp. Spulenstrom kann damit ein Feld von $H_0 = 135$ Oe erzeugt werden. Die Inhomogenität $\Delta H/H_0$ des Feldes wurde mit Hilfe der Kernresonanzmethode gemessen. Sie ist in einem kugelförmigen Bereich von 10 cm Durchmesser $< 10^{-5}$ und stimmt ~~somit~~ sehr gut mit dem für die Spulenanordnung vorausgerechneten Wert $\Delta H/H_0$ überein. Um diese Genauigkeit zu erreichen, wurde Lage für Lage der Spulen sorgfältig mit Araldit verklebt. Diese Technik hat außerdem noch den Vorteil, daß das Spulensystem selbsttragend montiert werden kann. Beim Wickeln und bei der Montage ist eine Toleranz von 0.2 mm eingehalten worden. Um Gewicht zu sparen, wurde für die Wicklungen der Spulen Aluminiumdraht verwendet. Zur Stromversorgung der Helmholtzspulen dient ein hochstabilisiertes Netzgerät der Fa. Bruker Physik mit einer angeblichen Langzeitstabilität von $\Delta I/I \leq 2 \cdot 10^{-6}$.

Eine ausführliche Beschreibung des endkorrigierten Helmholtzfeldes sowie des Kernresonanz-Impulsspektrometers findet sich in Ref. (Ha 68). Der Magnetronsender, der Hohlraumresonator und die Schaltung des PbS-Fotowiderstands wird in Ref. (Po 67) genau beschrieben.

1.4 Herstellung der ^3He -Probengefäße

Für die Erzeugung hoher Polarisationsgrade ist die Reinheit des ^3He -Gases in den Probengefäßen von ausschlaggebender Bedeutung. Durch Stöße zweiter Art zwischen metastabilen ^3He -Atomen und Fremdgasatomen wird die Lebensdauer der metastabilen ^3He -Atome und somit auch ihre Anzahl vermindert. Haben die Fremdgasatome außerdem ein magnetisches Moment,

so treten bei Stößen mit ^3He -Atomen im Grundzustand Spin-Umklappvorgänge auf. Dadurch aber wird die Spin-Gitter-Relaxationszeit der ^3He -Atome reduziert.

Eine Abschätzung für den erforderlichen Reinheitsgrad des ^3He -Gases kann mit Hilfe des gaskinetischen Wirkungsquerschnitts σ zwischen Fremdatomen und metastabilen ^3He -Atomen erhalten werden: $\sigma = 2 \sqrt{2}/N\lambda$; (N = Anzahl der Fremdatome pro Einheitsvolumen, λ = mittlere freie Weglänge zwischen Fremdatomen und metastabilen ^3He -Atomen). Ist v die Geschwindigkeit der ^3He -Atome, so wird λ in der Zeit $\tau = \lambda/v$ zurückgelegt und man erhält: $1/\tau = 1/(2 \sqrt{2}) \cdot Nv\sigma$. Verlangt man nun, daß während der Lebensdauer τ_m der metastabilen Atome die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes sehr klein wird, so erhält man die Bedingung $1/\tau_m \gg Nv\sigma$. Mit $\tau_m \approx 10^{-4}$ sec und $\sigma \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ (Co 60) erhält man, daß die Dichte N der Fremdatome bei Zimmertemperatur ($v \approx 2 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$) sehr viel kleiner als $10^{13} \text{ Atome/cm}^3$ sein muß. Der Partialdruck der Fremdatome muß also wesentlich kleiner als 10^{-4} Torr sein.

Als Abfüllanlage für die ^3He -Proben dient eine ausheizbare Hochvakuumapparatur aus Geräteglas G 20. Mit einer Hg-Diffusionspumpe und entsprechenden Kühlfallen läßt sich nach mehrtägigem Pumpen und Ausheizen bei einer Temperatur von 450°C ein Druck von $\leq 5 \cdot 10^{-8}$ Torr erreichen.

Die Innenwände der ^3He -Proben müssen besonders sorgfältig gereinigt werden; denn beim Brennen der schwachen Gasentladung werden durch Ionen- und Elektronenbeschuß die an den Wänden absorbierten Gase freigesetzt.

Die ^3He -Probengefäße werden zunächst mit Chrom-Schwefelsäure gereinigt und danach mit verdünnter Flußsäure und mit zweifach destilliertem Wasser mehrmals ausgewaschen. Nach dem Anschmelzen an die Vakuumapparatur werden sie dann bei 450°C so lange ausgepumpt, bis der Druck auf $\leq 10^{-7}$ Torr fällt. Um weitere Verunreinigungen an den Wänden zu entfernen, wird bei ca. 0.1 Torr ^3He -Druck in den Probengefäßen einige Stun-

den lang eine intensive elektrodenlose Hochfrequenz-entladung (27 MHz) gebrannt. Das verunreinigte ^3He -Gas wird langsam abgepumpt. Die Entladung kann dabei meist bis zu Drucken von einigen 10^{-7} Torr aufrechterhalten werden. Diese Prozedur wird so lange wiederholt, bis mit Hilfe eines Handspektroskops im ^3He -Spektrum keine fremden Linien mehr beobachtet werden können.

Als Füllgas wird ^3He -Gas von der Fa. Mound Laboratory, Grade: High Purity I ($>99\%$ ^3He in ^4He , $>99,5\%$ total Helium) verwendet. Da die Verunreinigungen dieses Gases einem Partialdruck von ca. $3 \cdot 10^{-3}$ Torr entsprechen, muß das Gas nachgereinigt werden. Eine befriedigende Nachreinigung des Gases konnte mit einer gut ausgeheizten Kohleabsorptionsfalle bei Kühlung auf Stickstofftemperatur erreicht werden.

Wesentlich bessere Ergebnisse lassen sich jedoch mit Hilfe einer Gehlhoffzelle (Ge 11) erreichen. Ihre Wirkungsweise beruht auf dem Prinzip, daß in einer Kaliumdampfentladung bei ca. 175°C Wasserstoff, Kohlendioxid, Sauerstoff und Stickstoff sehr schnell und praktisch quantitativ chemisch gebunden werden. Abb. 11 zeigt die schematische Darstellung einer Gehlhoffzelle. In einem Glaskolben von ca. 5 cm Durchmesser und 8 cm Höhe sind zwei Elektroden aus Wolfram eingeschmolzen. Die Kathode, die sich am unteren Ende des Kolbens befindet, ist mit zweifach destilliertem Kaliummetall bedeckt. Beim Anlegen einer Gleichspannung von mehreren hundert Volt beginnt in der Zelle eine Kaliumdampfentladung zu brennen. Nach einer Betriebsdauer von wenigen Minuten erhitzt sich das Kalium durch die Entladung von selbst auf die Betriebstemperatur von 175°C .

Zur Reinigung des ^3He -Gases läßt man das ^3He -Gas langsam durch die Zelle in die Probengefäße einströmen und schließt den Hahn vor der Zelle ab. Bei brennender Gehlhoffzelle wird dann in den Probenkugeln eine starke HF-Entladung gezündet. Je nach dem abzufüllenden Druck wartet man dann mehrere Stunden, so daß Verunreinigungen aus den Proben-

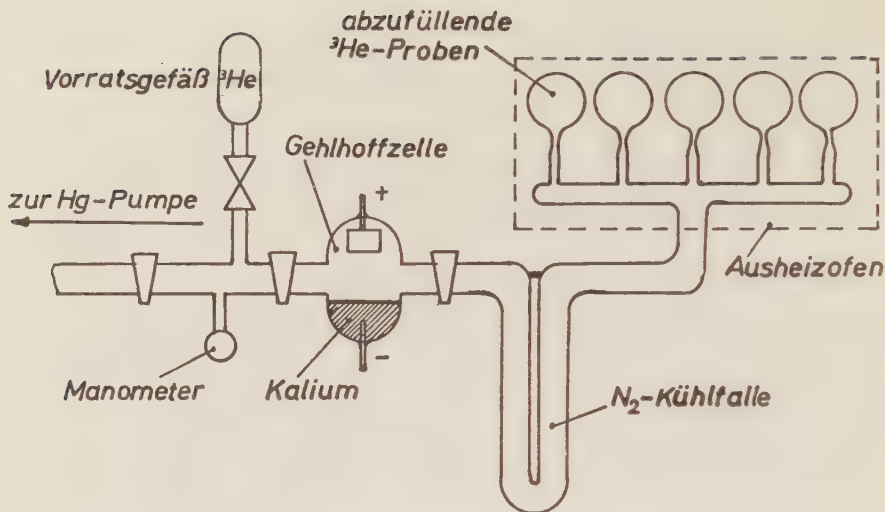


Abb. 11 Pumpstand mit Gellhoffzelle zum Abfüllen von ^3He -Gas

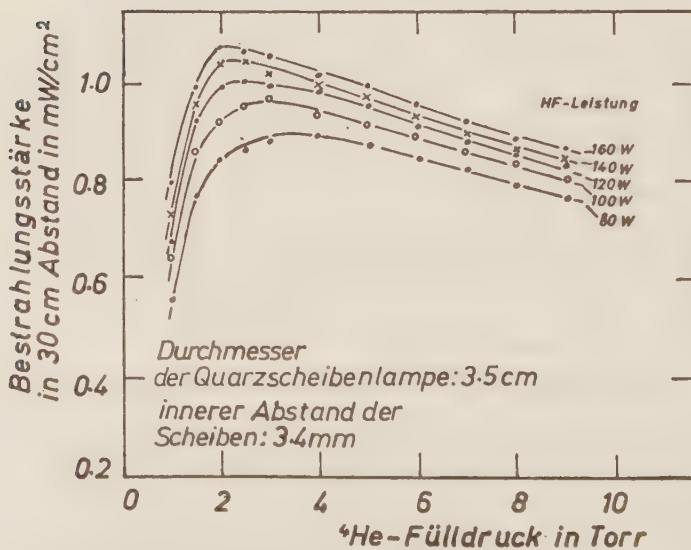


Abb. 12 Intensität der $1.083 \mu\text{m}$ Pumplichtlinie einer Quarzscheibenlampe in Abhängigkeit vom ^4He -Gas-Fülldruck; Parameter ist die eingekoppelte Hochfrequenzleistung des Magnetronsenders. Die Intensität wurde in 30 cm Abstand von der Lampe gemessen.

gefäßen in die Gehlhoffzelle diffundieren und dort gebunden werden können. Zwischen den Probenkugeln und der Gehlhoffzelle befindet sich eine Stickstoffkühlfalle. Sie verhindert, daß Kaliumdampf in die Probengefäße gelangt. Nach dieser Reinigungsprozedur werden die Probengefäße mit möglichst spitzer Flamme rasch abgeschmolzen.

Bei gut gereinigten Probengefäßen wirken die Wände beim Einschalten der schwachen Entladung als Getterflächen für Fremdatome. Beim optischen Pumpen an einer frisch abgefüllten ³He-Probe kann man daher während einer "Einbrenndauer" von ca. 30 Minuten ein merkliches Anwachsen des Polarisationsgrades beobachten.

Kapitel 2

Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von den apparativen Parametern

Polarisierte ^3He -Gas-Targets sind für kernphysikalische Untersuchungen umso brauchbarer, je größer bei vorgegebenem ^3He -Gasdruck der Polarisationsgrad des Targets ist. Damit ein optimal arbeitendes Target hergestellt werden kann, müssen die Zusammenhänge zwischen dem Polarisationsgrad und den apparativen Parametern bekannt sein. In den folgenden Abschnitten wird daher zuerst die Abhängigkeit des ^3He -Polarisationsgrades von der Intensität und der Zirkularität des Pumplichtes bestimmt; sodann wird untersucht werden, welchen Einfluß Magnetfeldgradienten auf die erreichbare ^3He -Polarisation haben, und zuletzt wird noch der Zusammenhang zwischen ^3He -Polarisationsgrad, ^3He -Druck und Anregungsmechanismus für die Erzeugung metastabiler ^3He -Atome geklärt werden.

2.1 Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von der Pumplichtintensität.

Der erreichbare Polarisationsgrad in einer gegebenen ^3He -Probe hängt wesentlich von der Intensität des Pumplichtes ab. Es wurde daher besondere Sorgfalt auf die Konstruktion und die Untersuchung der Pumplichtquellen verwendet.

Als Pumplichtquelle werden scheibenförmige, mit ^4He -Gas gefüllte Gasentladungslampen aus Spectrosil-Quarz-Glas verwendet. Da das ^4He -Gas bei den erhöhten Betriebstemperaturen der Lampen (ca. 200°C) ziemlich schnell durch das Quarzglas diffundiert (Es 62), ist jede Scheibenlampe über ein dünnes Glasrohr mit einem Ausgleichsgefäß von ca. 50 cm^3 Inhalt verbunden. Die höchste Lichtausbeute wurde mit Lampen erreicht, deren Scheibendurchmesser 3 cm und deren Plattenabstand 3,5 mm betrug.

Die Gasentladung in den Lampen wird durch einen hochstabilisierten Magnetronsender mit 2.4 GHz und einer HF-Leistung von ca. 160 Watt angeregt. Abb.12 zeigt die Abhängigkeit der Lichtausbeute einer Lampe vom ^4He -Gas-Fülldruck und von der eingestrahlten HF-Leistung. In 30 cm Abstand von der Lampe beträgt die Intensität der $1.083\text{ }\mu\text{m}$ -Pumplichtlinie bei 160 Watt Anregungsleistung und einem Fülldruck von ca. 2 Torr maximal 1.1 mWatt/cm^2 . Dieser Wert kann bei dem verwendeten Lampentyp nicht mehr wesentlich überschritten werden, da eine Erhöhung der HF-Leistung keinen entsprechenden Zuwachs in der Lichtausbeute mehr bringt. Eine wesentliche Steigerung der Lichtausbeute ließe sich daher nur durch einen erheblich größeren experimentellen Aufwand erreichen, z.B. durch gleichzeitige Verwendung einer zweiten Pumplichtquelle.

Eine effektive Kühlung steigert die Lebensdauer der Lampen und bringt eine größere Ausbeute der $1.083\text{ }\mu\text{m}$ -Pumplichtlinie, da die Stoßverbreiterung der He-Spektrallinien mit sinkender Temperatur geringer wird. Es wurde beobachtet, daß der Polarisationsgrad bei einer Temperatursenkung der Kühlluft von 20°C bereits um ca. 10% seines ursprünglichen Wertes zunimmt. Außerdem brennt die Lampe bei gleichmäßiger Kühlung stabiler, was besonders für den optischen Nachweis der Polarisation von Bedeutung ist.

In Abb. 13 wird die Abhängigkeit des ^3He -Polarisationsgrades von der Intensität des Pumplichtes für verschieden starke Entladungen in der ^3He -Probenkugel dargestellt. Es zeigt sich, daß die ^3He -Polarisation im Bereich der zur Verfügung stehenden Lichtintensitäten bereits schwächer als linear ansteigt. Eine Intensitätssteigerung des Pumplichtes würde jedoch noch wesentlich höhere Polarisationsgrade ergeben.

2.2 Abhängigkeit des ^3He -Polarisationsgrades von der Zirkularität des Pumplichtes

Mit Hilfe eines Polaroid-Infrarot-Polarisationsfilters vom

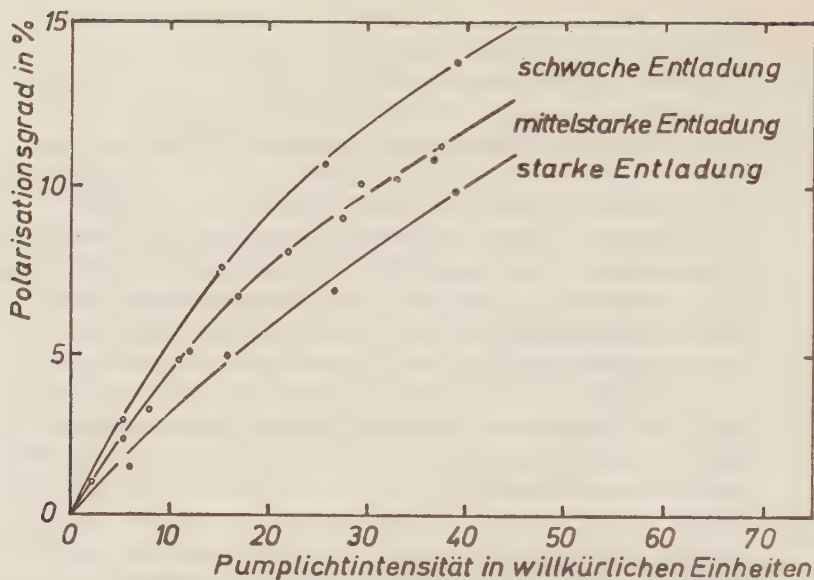


Abb. 13 Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Pumplichtintensität für verschieden starke Entladungen in der ^3He -Probenkugel (^3He -Druck: 1 Torr, Entladungsfrequenz: 15 MHz).

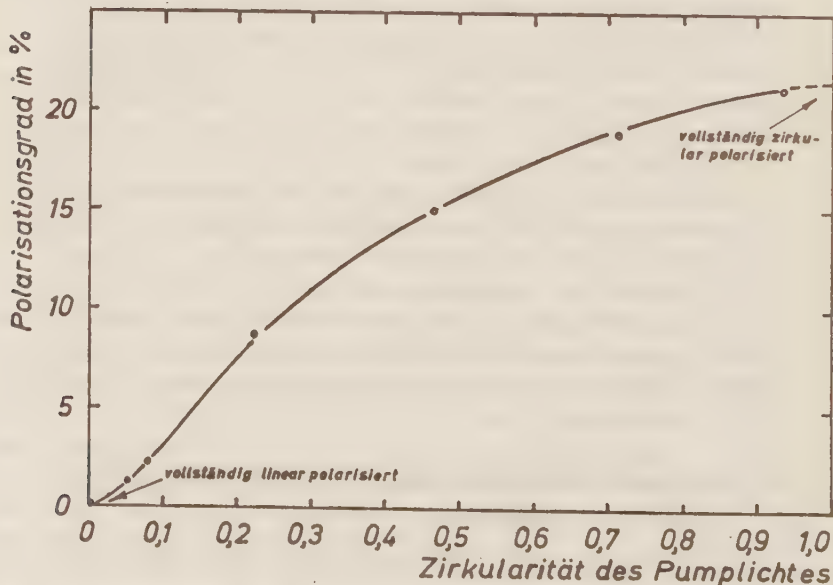


Abb. 14 Abhängigkeit des ^3He -Polarisationsgrades von der Zirkularität des Pumplichtes (^3He -Druck: 1 Torr, mittelstarke Entladung, Entladungsfrequenz: 27 MHz).

Typ HR wird die $1.083 \mu\text{m}$ Pumplichtlinie linear polarisiert. Zur Umwandlung des linear polarisierten Lichtes in zirkular polarisiertes Licht eignen sich als $\lambda/4$ -Blättchen die Zellophanumhüllungen von Zigarettenspackungen. Diese Folien wirken doppelbrechend. Eine der optisch ausgezeichneten Richtungen fällt mit der Walzrichtung der Folien zusammen, die andere steht senkrecht dazu.

Ein Maß für die Brauchbarkeit der Folien ist die mit einer Folie optimal erreichbare Zirkularität der $1.083 \mu\text{m}$ Pumplichtlinie. Die Zirkularität Z des Lichtes ist dabei definiert als Verhältnis von kleiner zur großen Halbachse der Schwingungsellipse elliptisch polarisierten Lichtes:

$$Z = \frac{|E_{\min}|}{|E_{\max}|};$$

In Abb. 14 ist die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Zirkularität der $1.083 \mu\text{m}$ Pumplichtlinie aufgetragen. Es konnte mit der besten zur Verfügung stehenden Zellophanfolie für Licht der Wellenlänge $\lambda = 1.083 \mu\text{m}$ eine Zirkularität von 0.93 erreicht werden. Man erhält mit dieser Folie somit ca. 97% des Polarisationswertes, der mit vollkommen zirkular polarisiertem Pumplicht erreicht werden könnte.

Wichtig ist, daß das zirkular polarisierte Licht äußerst parallel zur Quantisierungsachse einfällt. Bildet der Pumplichtstrahl nämlich einen $\neq 0$ mit dem Magnetfeld H_0 , so kann der elektrische Vektor des zirkular polarisierten Lichtes in eine zu H_0 senkrechte und parallele Komponente zerlegt werden. Für die zu H_0 parallel stehende Komponente des zirkular polarisierten Pumplichtes sind aber außer $\Delta m = +1$ auch Absorptionsübergänge mit $\Delta m = -1$ und $\Delta m = 0$ erlaubt. Schräg zu H_0 einfallendes polarisiertes Licht wirkt daher der Polarisation des ^3He -Gases entgegen (siehe schematische Darstellung des optischen Pumpvorgangs in Abb. 3). Dieser Effekt wird in Abb. 6 dargestellt. Im

Erdfeld ($H_0 = 0$), das im Labor einen Winkel von 71.5° mit der optischen Achse der Apparatur bildet, wird z.B. in einer 1 Torr ^3He -Probe ein Polarisationsgrad von ca. 3% erreicht. Wird die zur optischen Achse parallele Komponente des Erdfeldes durch das Helmholtzfeld kompensiert, so sinkt der Polarisationsgrad auf 0% und erreicht erst dann seinen maximalen Wert, wenn das aus Helmholtzfeld und Erdfeld resultierende Magnetfeld einen Winkel von ca. 10° mit der optischen Achse bildet.

2.5 Einfluß inhomogener Magnetfelder auf den erreichbaren ^3He -Polarisationsgrad

Einer der großen Vorteile bei der Erzeugung von polarisiertem ^3He -Gas durch optisches Pumpen besteht darin, daß man dazu kein starkes Magnetfeld, wie etwa bei der Herstellung polarisierter Protonentargets, benötigt. Das Magnetfeld dient lediglich zur Festlegung einer Quantisierungsachse, und dazu würde das Erdmagnetfeld bereits ausreichen, vorausgesetzt, das Erdfeld würde nicht durch ferromagnetische Stoffe im Labor verzerrt.

Die Spin-Gitter-Relaxationszeit der ^3He -Kerne und somit die erreichbare Gleichgewichtspolarisation des ^3He -Gases hängt nämlich sehr stark von Feldinhomogenitäten ab. Dies läßt sich folgendermaßen erklären: Aufgrund der Brown'schen Molekularbewegung wirken Feldgradienten auf die ^3He -Atome wie statistisch fluktuierende Wechselfelder. Fluktuierende Magnetfelder aber liefern einen Beitrag zur Spin-Gitter-Relaxationszeit.

Dieser Relaxationsmechanismus wurde von R.L. Gamblin und T.R. Carver (Ga 65) sowie von L.D. Schearer und G.K. Walters (Sc 65) untersucht. Sie fanden, daß die zusätzliche von Feldgradienten herrührende Spin-Gitter-Relaxationszeit T_{1g} nicht von der absoluten, sondern nur von der relativen Feldinhomogenität abhängt.

Man erhält für die Spin-Gitter-Relaxationszeit T_{1g} :

$$\frac{1}{T_{1g}} = \frac{2}{3} \frac{G^2}{H_0^2} \langle v^2 \rangle \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} \quad (2.1)$$

(G/H_0 ist der relative Feldgradient, $\langle v^2 \rangle$ das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der ^3He -Atome, $\omega_0 = \gamma H_0$ die Larmorfrequenz der ^3He -Kerne im homogenen Magnetfeld H_0 und $\tau_c = \frac{\lambda}{v}$ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen der ^3He -Atome).

Im Hinblick auf die Konstruktion polarisierter ^3He -Targets interessiert nicht unmittelbar der Zusammenhang zwischen T_{1g} und G/H_0 sondern vielmehr, wie sich relative Feldgradienten auf die Höhe der Gleichgewichtspolarisation einer ^3He -Probe auswirken. Denn es ist unvermeidlich, daß beim Aufbau des ^3He -Targets am Strahlrohr des Tandembeschleunigers durch ferromagnetische Bauteile Feldgradienten auftreten.

Nach Gleichung (2.1) nimmt der Einfluß von Feldgradienten mit wachsendem ^3He -Druck p (es ist $\tau_c \sim \frac{1}{vp}$) ab. Um eine Abschätzung der Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Feldgradienten zu erhalten, genügt es daher, die folgenden Versuche mit einer 1 Torr ^3He -Probe durchzuführen; denn der Druck in den ^3He -Targets wird stets höher als 1 Torr sein.

Zunächst wird der Einfluß eines 10 cm langen Stabmagneten auf die ^3He -Polarisation untersucht. Im Abstand von 30 cm wirkt der Magnet wie ein magnetischer Dipol von ca. $2 \cdot 10^4 \text{ Oe cm}^3$ in der 2. Hauptlage.

Im Versuch wurde die Abhängigkeit der ^3He -Polarisation vom homogenen Magnetfeld H_0 für verschiedene Abstände zwischen Stabmagnet und ^3He -Probe gemessen. Die Achse des Magneten wurde parallel zur Achse des Helmholtzfeldes ausgerichtet, so daß der Feldgradient senkrecht zum homogenen Feld H_0 steht.

Kurve I in Abb. 15 zeigt (als Referenzkurve) die Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von H_0 ohne angelegten Feldgradienten. Der Anstieg der Kurve beruht darauf, daß die zur optischen Achse des Pumplichtes senkrecht stehende Erdfeldkomponente bei schwachen H_0 -Feldern depolarisierend wirkt (siehe Abschnitt 2.2). Außerdem sind im Labor örtliche und zeitliche Feldgradienten vorhanden, die im Bereich schwacher H_0 -Felder die erreichbare Gleichgewichtspolarisation vermindern.

Bei den Kurven II, III, IV und V betrug der mittlere Feldgradient G am Ort der ^3He -Probe $3.75 \cdot 10^{-2}$ Oe/cm, 0.138 Oe/cm, 0.6 Oe/cm bzw. 2.0 Oe/cm. Kurve II zeigt, daß die ^3He -Polarisation bereits durch Feldgradienten von nur 37.5 m Oe/cm drastisch vermindert wird.

Sämtliche Kurven stehen in guter Übereinstimmung mit Gleichung (2.1). Dies kann folgendermaßen nachgeprüft werden: Die sich einstellende ^3He -Gleichgewichtspolarisation wird bei diesem Experiment fast ausschließlich durch T_{1g} bestimmt. Für gleiche ^3He -Polarisation bei verschiedenen Feldgradienten müssen die Relaxationszeiten T_{1g} gleich sein und daher nach Gleichung (2.1) auch die Quotienten G/H_0 ($\omega_0 \tau_c \ll 1$). Entnimmt man in Abb. 15 aus den Polarisationskurven II, III, IV und V z.B. die zum Polarisationswert $P = 6.1\%$ gehörigen H_0 -Werte, so erhält man für G/H_0 die gut übereinstimmenden Werte $G/H_0 = 1.85 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$, $1.89 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$, $1.78 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ und $1.85 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$.

Häufig werden die störenden Feldgradienten durch Bauteile aus Weicheisen hervorgerufen, die im homogenen Magnetfeld magnetisiert werden. Es wurde daher dieselbe Versuchsreihe noch einmal mit einem Weicheisenstab aus Armco-Eisen, der die gleichen Abmessungen wie der Stabmagnet hatte, durchgeführt. Die Feldverzerrung eines Weicheisenstabes im homogenen Magnetfeld kann in entsprechender Entfernung vom Stab in guter Näherung als Überlagerung eines homogenen Feldes mit dem Feld eines magnetischen Dipols beschrieben

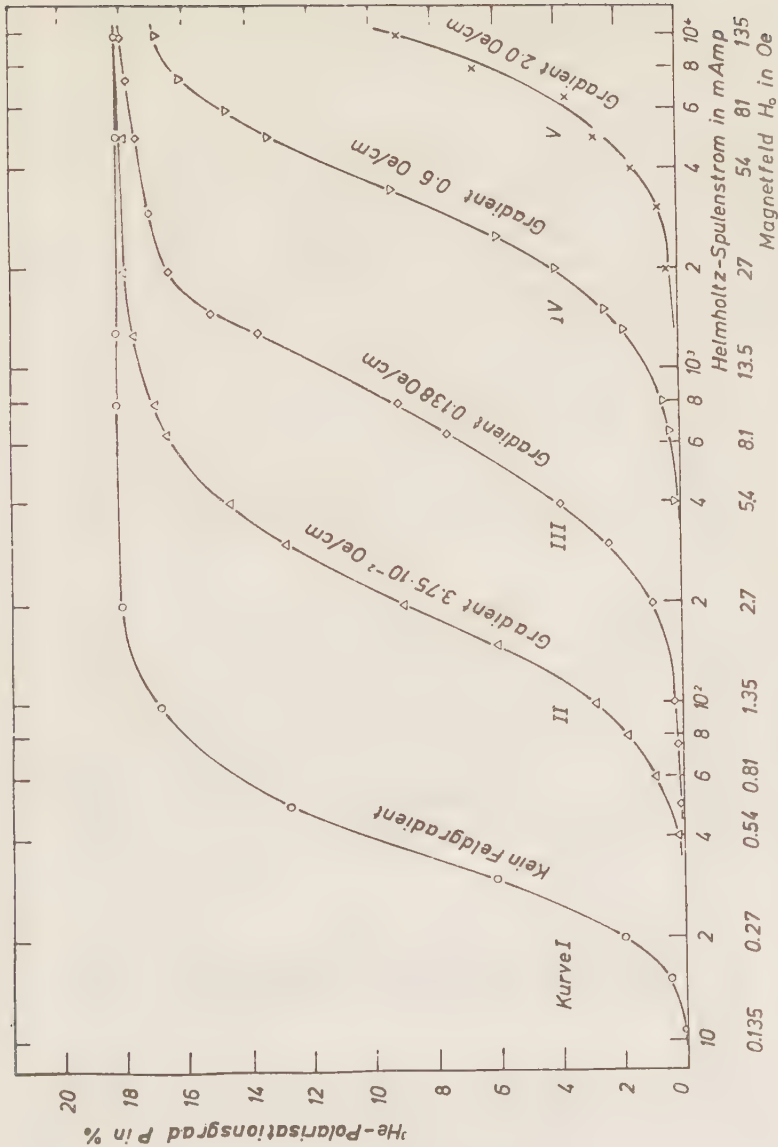


Abb. 15 Abhängigkeit der ^3He -Kernpolarisation vom homogenen Magnetfeld H_0 bei Anwesenheit verschieden starker Magnetfeldgradienten (^3He -Gasdruck: 1 Torr, mittelstarke Entladung, Entladungsfrequenz 27 MHz).

werden. Die Magnetisierung des Weicheisenstabes und somit sein Dipolmoment wächst mit dem äußeren Magnetfeld, bis die Sättigung erreicht ist.

Dieses Verhalten spiegelt sich in den ^3He -Polarisationskurven in Abb. 16 wieder: Wegen der senkrecht zur optischen Achse stehenden Erdfeldkomponente kommt zunächst ein steiler Anstieg; dann ein fast waagrechter Verlauf, der einem annähernd konstanten Wert G/H_0 entspricht. Von etwa 80 Oe an, wo Armco-Eisen langsam in Sättigung geht, steigt der ^3He -Polarisationsgrad wieder schwach an.

Die Hysteresiseffekte machen sich auch dadurch bemerkbar, daß es nicht gleichgültig ist, ob man die Kurven in Abb. 16 mit steigendem oder abnehmendem H_0 -Feld mißt. Die Kurven II, III und IV wurden mit abnehmendem H_0 -Feld gemessen, Kurve I wurde ohne Weicheisenstab aufgenommen und dient als Referenzkurve.

Die Versuchsreihen mit dem Stabmagneten und dem Weicheisenstab haben gezeigt, daß die ^3He -Polarisation bei schwachen H_0 -Feldern bereits durch kleine Feldgradienten stark vermindert wird. Durch Vergrößerung des homogenen H_0 -Feldes ist es jedoch stets möglich, die relativen Feldgradienten so klein zu machen, daß sie praktisch keinen Einfluß auf die erreichbare ^3He -Polarisation haben, vorausgesetzt, man vermeidet ferromagnetisches Material in unmittelbarer Umgebung der ^3He -Probe.

2.4 Zusammenhang zwischen ^3He -Polarisationsgrad, ^3He -Druck und Anregungsmechanismus für die Erzeugung metastabiler Atome.

Wie sich leicht zeigen läßt, ist die Meßdauer eines Kernexperiments, bei dem ein polarisiertes Target verwendet wird, umgekehrt proportional zu dem Produkt pP^2 aus ^3He -Druck p

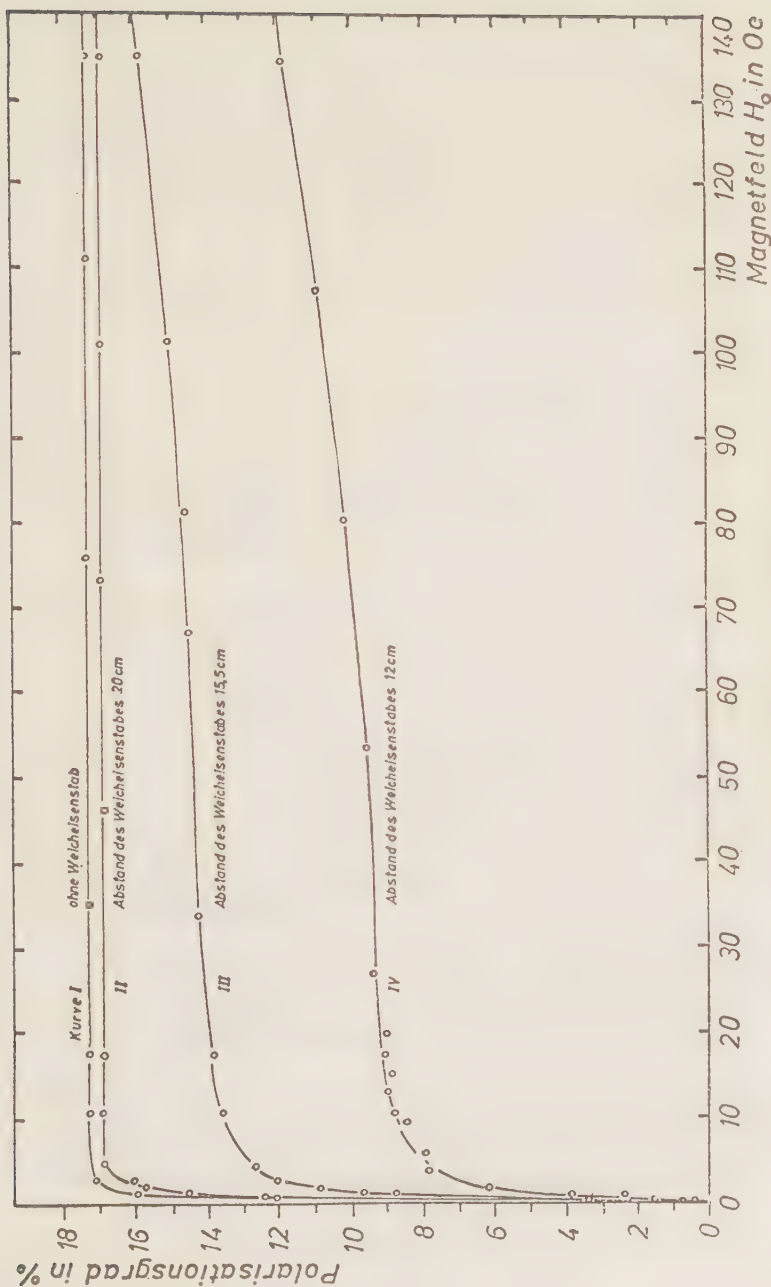


Abb. 16 Abhängigkeit der ^3He -Polarisation von der durch einen Weichisenstab im Feld H_0 hervorgerufenen Feldinhomogenität (Stille-Druck: 1 Torr; mittelstarke Entladung, Entladungsfrequenz 27 MHz).

und dem Quadrat der ^3He -Polarisation P . Für die Optimalisierung dieses Produkts spielt der Zusammenhang zwischen Polarisationsgrad, Druck und Anregungsmechanismus der metastabilen ^3He -Atome eine maßgebende Rolle. Es wurde daher bei vorgegebener Intensität und Zirkularität des Pumplichtes und bei konstant gehaltenem Helmholtzfeld die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Frequenz und der Stärke der Hochfrequenzentladung in der ^3He -Probenkugel für verschiedene Drücke untersucht.

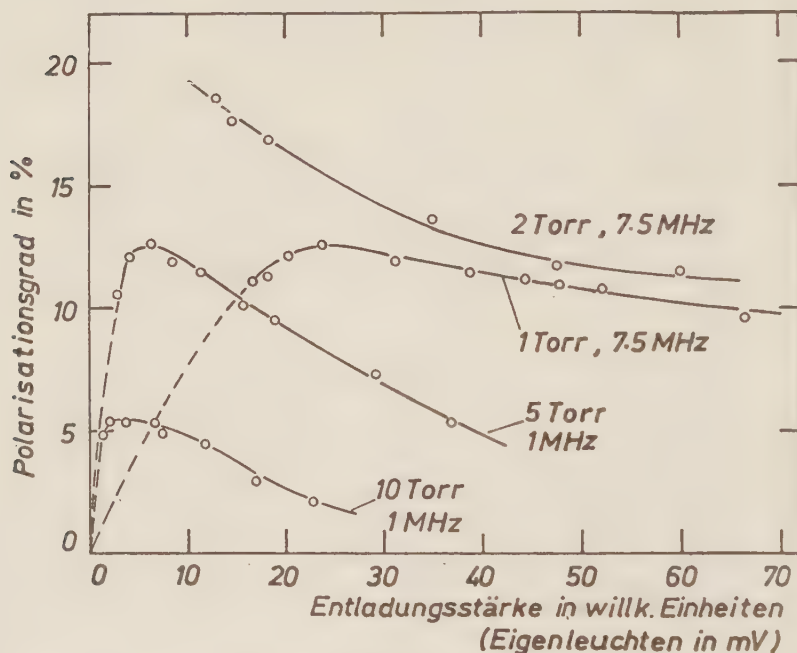


Abb. 17 Abhängigkeit des ^3He -Polarisationsgrades von der Entladungsstärke in der ^3He -Probe bei verschiedenen Drücken und Anregungsfrequenzen.

Wie aus Abb. 17 hervorgeht, wächst der Polarisationsgrad mit abnehmender Entladungsstärke¹⁾ zunächst an, erreicht ein

1) Als Maß für die Entladungsstärke wurde die Lichtintensität der schwachen Gasentladung in der ^3He -Probenkugel, das sogenannte Eigenleuchten, verwendet.

Maximum und fällt bei noch schwächerer Entladung steil gegen Null ab. Die Lage und die Höhe des Maximums hängt für einen bestimmten Druck und eine bestimmte Anregungsfrequenz (bei vorgegebener Intensität und Zirkularität des Pumplichtes und vorgegebenem Magnetfeld) vor allem von der Reinheit des ^3He -Gases, von Feldgradienten und von der Homogenität der Entladung in der ^3He -Probenkugel ab. Je reiner das Gas in der Probe ist und je homogener die Entladung über das gesamte Probenvolumen brennt, desto höher wird das Maximum und desto weiter verschiebt es sich nach links.

Dieses Verhalten läßt sich verstehen, wenn man den jeweils bei einer bestimmten Entladungsstärke erreichbaren ^3He -Polarisationsgrad als Gleichgewichtszustand zwischen der Erzeugung von ^3He -Polarisation im 1^1S_0 -System und deren Zerfall durch die verschiedenen Relaxationsprozesse der ^3He -Kerne betrachtet.

Zunächst müssen einige Zeitkonstanten eingeführt werden, die den Prozeß des Polarisierens der ^3He -Kerne im 1^1S_0 -System charakterisieren.

Die Pumpzeit τ_p sei die Zeitkonstante, mit der sich die Polarisation der ^3He -Atome im 1^1S_0 -Zustand beim optischen Pumpen ihrem Gleichgewichtswert nähern würde, wenn keine Relaxationsprozesse im 1^1S_0 -System wirksam wären. τ_p hängt wesentlich von der Dichte und der gleichmäßigen Verteilung der metastabilen Atome in der ^3He -Probe ab und somit von der Stärke und der Homogenität der Entladung. Bei schwacher Gasentladung ist die Dichte der metastabilen ^3He -Atome proportional zur Entladungsstärke. In diesem Falle ist die Entladungsstärke der Pumpzeit τ_p umgekehrt proportional. Schwache Entladungen bedingen somit lange Pumpzeiten τ_p .

Die Relaxationsprozesse der polarisierten ^3He -Atome im Grundzustand können ebenfalls durch eine Zeitkonstante, die

longitudinale Relaxationszeit τ_r , beschrieben werden. τ_r setzt sich aus den Relaxationszeiten τ_d , T_{1g} und τ_e zusammen, und es gilt:

$$1/\tau_r = 1/\tau_d + 1/T_{1g} + 1/\tau_e$$

Die Relaxationszeit τ_d beschreibt das Relaxationsverhalten der polarisierten ^3He -Kerne bei Abwesenheit der Gasentladung und bei Abwesenheit von Feldgradienten. τ_d wird also weitgehend durch Verunreinigungen im ^3He -Gas und durch Wandstöße der ^3He -Atome bestimmt. Für eine vorgegebene Probenkugel ist τ_d somit als Konstante anzusehen. Je nach Druck und Reinheitsgrad in der ^3He -Probe ergeben sich für τ_d experimentelle Werte bis zu $5 \cdot 10^4$ sec.

Die Relaxationszeit T_{1g} charakterisiert Relaxationsprozesse, die durch Magnetfeldgradienten hervorgerufen werden. T_{1g} wurde bereits in Abschnitt 2.3 eingeführt. Die Relaxationszeiten τ_d und T_{1g} setzen sich zur sogenannten Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 zusammen. Es gilt:

$$1/T_1 = 1/\tau_d + 1/T_{1g}$$

Sämtliche Relaxationsprozesse, die durch die Anwesenheit der Gasentladung in der Probenkugel hervorgerufen werden, sollen durch die Relaxationszeit τ_e erfaßt werden. τ_e hängt von der Stärke der Gasentladung in der Probenkugel sowie vom Polarisationszustand der metastabilen ^3He -Atome ab. Je stärker die Gasentladung in der ^3He -Probe brennt, desto kleiner wird τ_e . Experimentell wurden für τ_e je nach Stärke der Entladung Werte von einigen Sekunden bis 10^3 sec gemessen.

Mit den eben definierten Zeitkonstanten τ_p , τ_d , T_{1g} und τ_e läßt sich das zeitliche Verhalten der Grundzustandspolarisation P während des optischen Pumpens durch die folgende Ratengleichung beschreiben:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1-P}{\tau_p} - \frac{P}{\tau_e} - \frac{P}{T_1} ; \quad (2.2)$$

Integration dieser Gleichung ergibt:

$$P = \frac{T_p}{\tau_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_p}\right) \right] ; \quad (2.3)$$

mit $1/T_p = 1/\tau_p + 1/\tau_e + 1/T_1$.

T_p ist die Zeitkonstante, mit der sich die Polarisierung P bei Anwesenheit der Relaxationsprozesse ihrem Gleichgewichtswert P_0 nähert. Sie ist identisch mit der in Abschnitt 1.1 eingeführten Pumpzeit. Je nach Stärke der Entladung und ^3He -Gasdruck ergeben sich für T_p experimentelle Werte von 30 sec bis 30 min.

Aus Gleichung (2.3) ergibt sich für die Gleichgewichtspolarisation $P(t \rightarrow \infty) = P_0$:

$$P_0 = \frac{1}{1 + \tau_p \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{T_1} \right)} ;$$

Die Diskussion dieser Gleichung ergibt, daß der Polarisationsgrad im Bereich starker Entladung ($\tau_e \ll \tau_p \ll T_1$) mit zunehmender Entladungsstärke wächst, daß der Polarisationsgrad aber im Bereich sehr schwacher Entladungen ($T_1 < \tau_p \ll \tau_e$) mit abnehmender Entladungsstärke wieder kleiner wird und gegen Null abfällt. Im Gasentladungsbereich, in dem τ_p, τ_e und T_1 von gleicher Größenordnung sind, besitzt P_0 ein Maximum $P_{0,\text{max}}$.

Dieser Sachverhalt wird durch Abb. 18 experimentell bestätigt. In Abb. 18 ist die Gleichgewichtspolarisation P_0 in Abhängigkeit von der Relaxationszeit T_1 aufgetragen. Parameter der Kurvenschar ist die Entladungsstärke in der ^3He -Probe, die in diesem Fall durch die Gesamtabsorption I_0 gemessen wird. Da die Zeitkonstanten τ_p und τ_e eine Funktion von I_0 sind, können die Kurven in Abb. 18 auch als Kurven mit konstantem τ_p und τ_e betrachtet werden. τ_p und τ_e wurden dabei durch $1/\tau = 1/\tau_p + 1/\tau_e$ abkürzend zu einer Zeitkonstante τ zusammen-

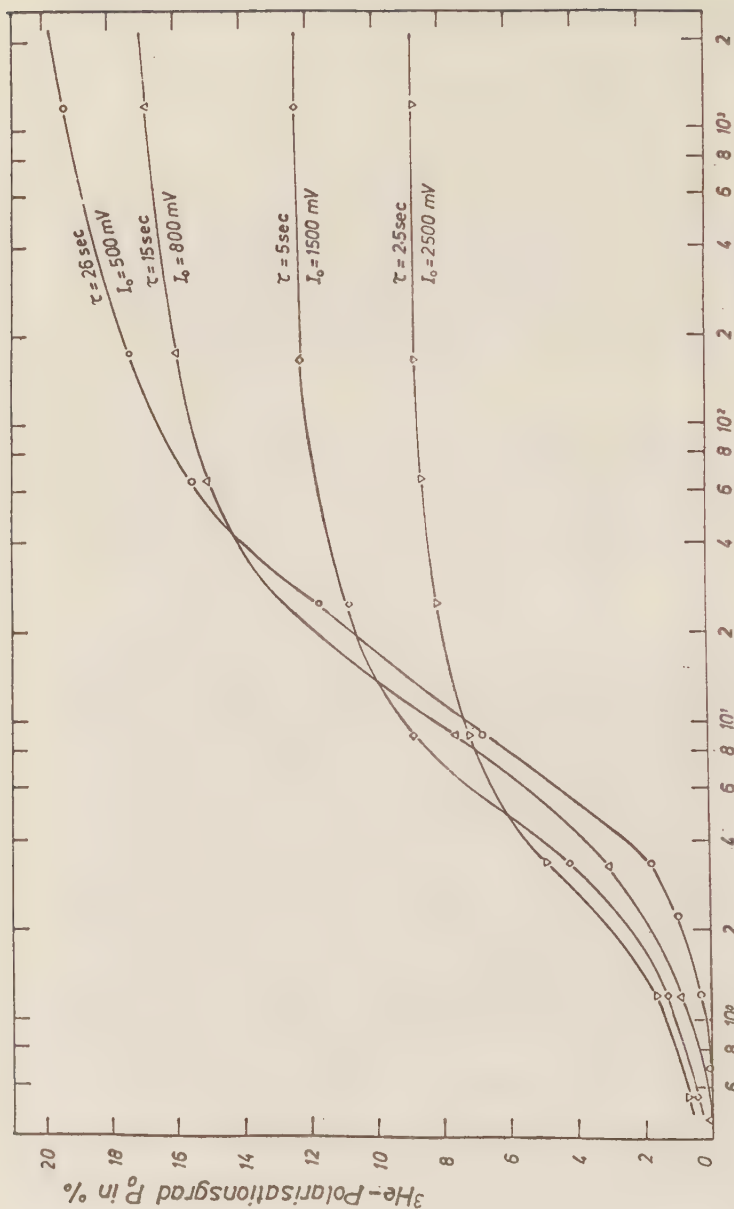


Abb. 18 Abhängigkeit der ^3He -Gleichgewichtspolarisation P_0 von der Relaxationszeit T_1 bei verschiedenen starken Entladungen I_0 ($1/\tau = D_f / \tau_p + 1/\tau_e$); He-Druck: 1 Torr, Entladungs-frequenz 27 MHz.

gefaßt. Jede Parallele zur Ordinate in Abb. 18 liefert eine Reihe von P_0 -Werten, die bei gleichem T_1 zu verschiedenen τ - bzw. I_0 -Werten gehören. Trägt man solche P_0 -Werte in Abhängigkeit von I_0 auf, so ergibt sich: Im Bereich $\tau \ll T_1$ wächst die Gleichgewichtspolarisation P_0 mit abnehmender Entladungsstärke; im Bereich $\tau \gg T_1$ sinkt P_0 mit abnehmender Entladung und im Bereich $\tau \approx T_1$ durchläuft P_0 jedesmal ein Maximum $P_{0,max}$. Es ergeben sich also Kurven wie in Abb. 17.

Die maximal erreichbare ^3He -Polarisation $P_{0,max}$ hängt für einen vorgegebenen Druck noch stark von der Anregungsfrequenz und der Homogenität der Gasentladung in der ^3He -Probe ab. Zur Untersuchung dieses Sachverhalts wurde für eine Reihe von Drucken und Anregungsfrequenzen der Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Entladungsstärke gemessen (Abb. 17). Die $P_{0,max}$ -Werte solcher Kurven sind in Abb. 19 als Funktion der Anregungsfrequenz mit dem ^3He -Probendruck als Parameter und in Abb. 20 als Funktion des Probendrucks mit der Anregungsfrequenz als Parameter aufgetragen. Bei niedrigen ^3He -Drucken erhält man die höchsten $P_{0,max}$ -Werte mit hohen Anregungsfrequenzen; bei hohen ^3He -Gas-Drucken hingegen liegen die Maxima der $P_{0,max}$ -Kurven bei niedrigen Anregungsfrequenzen.

Bei der Messung der $P_{0,max}$ -Kurven stand das endkorrigierte Helmholtzfeld noch nicht zur Verfügung, so daß die $P_{0,max}$ -Werte aufgrund von Feldgradienten verhältnismäßig klein sind. So wurde damals in einer 1 Torr ^3He -Probenkugel bei 27 MHz ein $P_{0,max} \approx 13\%$ gemessen. In der gleichen Probenkugel wurde mit dem endkorrigierten Helmholtzfeld ein $P_{0,max} \approx 20\%$ gemessen.

In Tabelle 2.1 sind für einige Probenkugeln die optimal erreichten Werte $(P_{0,max})^2 \cdot p$ eingetragen.

Tabelle 2.1.

Optimale Werte $(P_{o,max})^{2.p}$ für einige Probenkugeln. Die Werte $P_{o,max}$ sind den Abb. 19 und 20 entnommen.

^3He -Druck in Torr	10	5	2	1	0.5
Anregungsfrequenz in MHz	1	1	7.5	15	27
Optimal erreichtes $P_{o,max}$ in %	6.7	12.3	16.5	13.1	12.2
Optimaler Wert $(P_{o,max})^{2.p}$	0,045	0.076	0.054	0.04	0.0074

Der Tabelle ist zu entnehmen, daß für Kernexperimente ein Target mit 5 Torr ^3He -Druck und 12% Polarisationsgrad günstiger ist als ein Target mit nur 2 Torr aber 16.5% Polarisationsgrad.

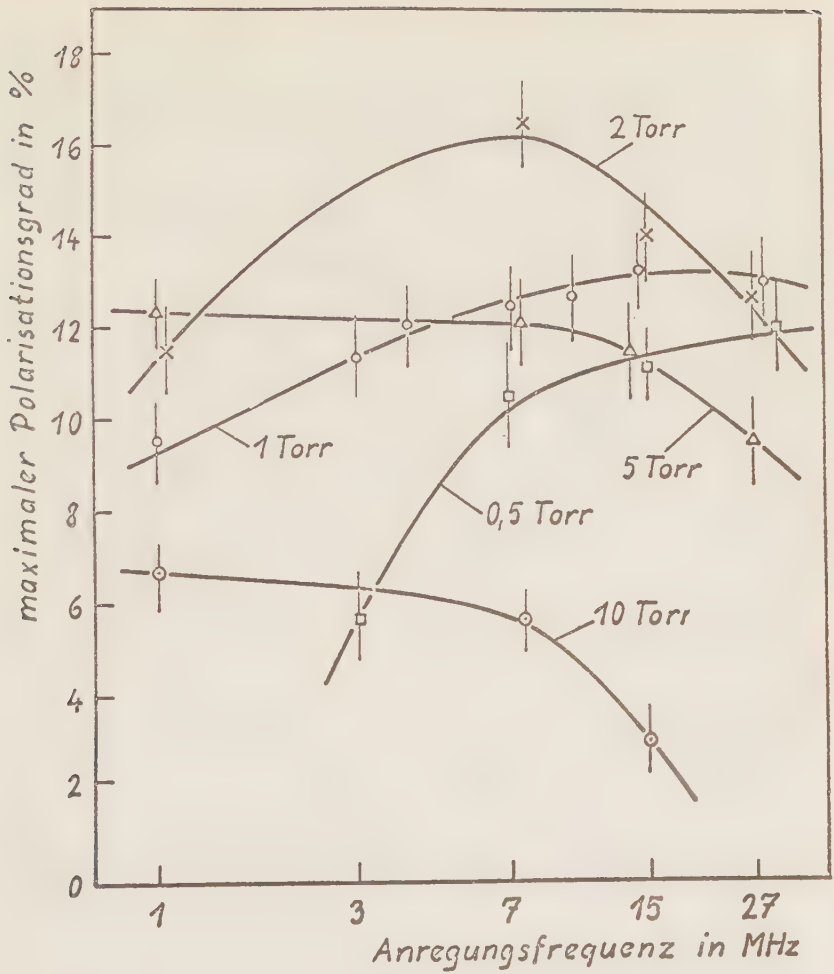


Abb. 19 Abhängigkeit der maximalen ^3He -Polarisation $P_{o,\max}$ von der Anregungsfrequenz für die Gasentladung zur Erzeugung metastabiler Atome bei verschiedenen ^3He -Drucken.

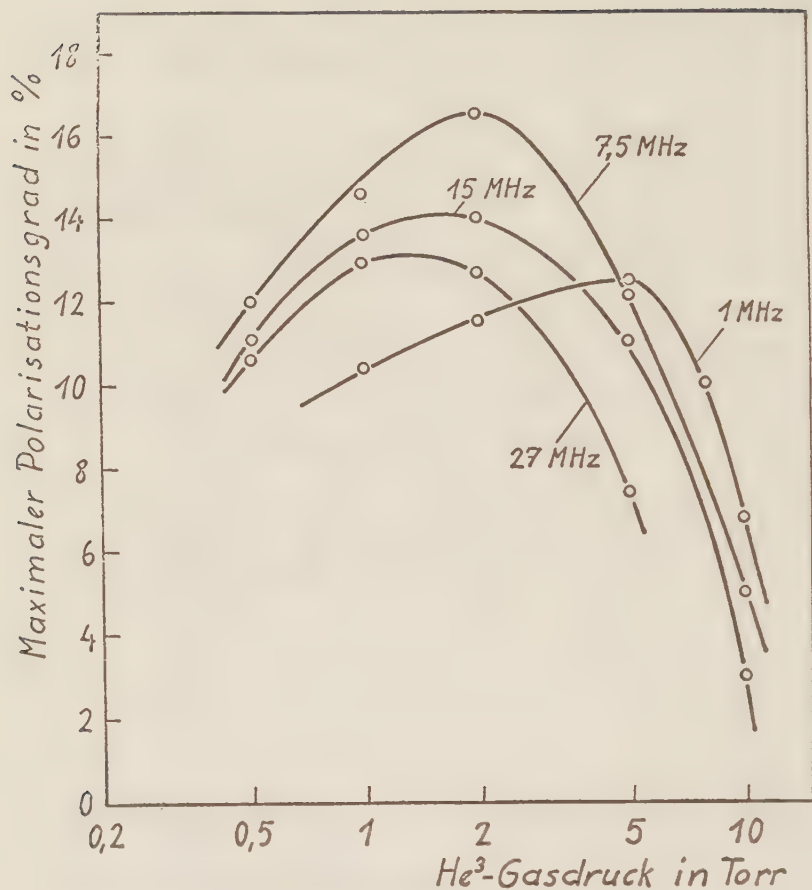


Abb. 20 Abhängigkeit der maximalen ^3He -Polarisation $P_{o,max}$ vom ^3He -Druck bei verschiedenen Anregungsfrequenzen für die Gasentladung.
(Fehlerbalken wie in Abb. 19)

Kapitel 3

Herstellung der polarisierten ^3He -Gas-Targets und Nachweis ihrer Verwendbarkeit für die Reaktion $^3\text{He} (d,p)^4\text{He}$.

3.1 Allgemeine Anforderungen an das polarisierte ^3He -Target

Damit die in Kapitel 2 beschriebenen ^3He -Probenkugeln in der Kernphysik als polarisierte ^3He -Targets verwendet werden können, müssen sie folgende Forderungen erfüllen:

- 1.) Die ein- und auslaufenden Teilchen der Reaktion sollen beim Durchgang durch das Target wenig Energie verlieren.
- 2.) Die Teilchen der Reaktion sollen in einem möglichst großen Winkelbereich nachgewiesen werden können.
- 3.) Es dürfen nur solche Materialien verwendet werden, die eine geringe Durchlässigkeit für ^3He -Gas haben.
- 4.) Die Targets müssen den in Kapitel 1 und 2 beschriebenen Anforderungen für das optische Pumpen genügen.

Für die Herstellung solcher Targets bieten sich zwei Möglichkeiten an: entweder werden extra dünne Ein- und Austrittsfenster aus Aluminium (nicht ferromagnetisches Material!) an die ^3He -Proben angebracht oder es werden die Glaswände der ^3He -Proben so dünn gemacht, daß der Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch die Targetwände nicht allzu groß wird.

Die erste Möglichkeit hat den Vorteil, daß der Energiebereich des Tandembeschleunigers (1 MeV bis 12 MeV) für die Reaktion voll ausgenutzt werden kann, da der Teilchenstrahl beim Durchgang durch die dünnen Al-Folien ($\approx 10 \mu\text{m}$) kaum geschwächt wird. Durch das Anbringen von Al-Folien an die ^3He -Probenkugel ergeben sich aber für das optische Pumpen erhebliche Schwierigkeiten. Denn alle Klebstoffe, die für

das Aufkleben von Al-Folien infrage kommen, zersetzen sich sowohl beim Ausheizen als auch beim Ionen- und Elektronenbeschuß in einer Gasentladung. Es ist daher äußerst schwierig, die für das optische Pumpen erforderliche Reinheit des ^3He -Gases (siehe Abschnitt 1.4) in Targetgefäßen mit Al-Fenstern zu erreichen. Al-Fenster haben außerdem den Nachteil, daß praktisch für jeden Streuwinkel ein extra Fenster angebracht werden muß.

Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, wurde die zweite der oben genannten Möglichkeiten gewählt, nämlich die Verwendung sehr dünnwandiger ^3He -Probenkugeln als ^3He -Gas Targets. Der Nachteil dieser Targets liegt darin, daß die Glaswände niemals so dünn gemacht werden können wie die Fenster aus Al-Folie. Der Teilchenstrahl wird daher wesentlich stärker gebremst und dies schränkt den für eine Reaktion zur Verfügung stehenden Energiebereich ein. Außerdem wird die Energie des Strahls je nach Dicke der Targetwände mehr oder weniger stark verschmiert. Für die elastische Streuung eignen sich die dünnwandigen Targets nicht sehr gut; denn zum Energieverlust in den Wänden kommt noch die Energieübertragung auf den ^3He -Kern beim elastischen Stoß. In Abschnitt (3.4) wird aber gezeigt, daß sie für die stark exotherme Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ gut verwendbar sind.

3.2 dE/dx-Messungen für Protonen und Deuteronen an Duran- glas 50 und Jenaer Geräteglas G20

Für die Herstellung der dünnwandigen ^3He -Gas-Targets kommen vor allem zwei der kommerziellen Glastypen in Betracht: Duran-glas 50 und Jenaer Geräteglas G20. Beide Glassorten sind sehr widerstandsfähig gegen Temperaturänderungen und lassen sich verhältnismäßig gut bearbeiten. Im Vergleich zu Quarz haben sie eine wesentlich kleinere Durchlässigkeit für ^3He -Gas (Es 62). Dies ist besonders für die Herstellung der dünnwandigen ^3He -Targetgefäße von Bedeutung.

Tabelle 3.1

Chemische Zusammensetzung von Duranglas 50 (8330) und Jenaer Geräteglas G20 (2877) (nach einer Mitteilung der Firma Schott und Genossen)

	Zusammensetzung in Gew.-%	
	8330	G 20 (2877)
SiO ₂	80,5±0,30	76,4±0,20
B ₂ O ₃	12,6±0,20	8,2±0,20
Al ₂ O ₃	2,2±0,20	3,9±0,10
Na ₂ O	3,5±0,10	6,6±0,15
K ₂ O	0,6±0,10	-
BaO	-	3,9±0,10
CaO	-	0,3±0,10
F	-	0,1±0,02
As ₂ O ₃	-	0,1±0,02
Cl	0,06±0,02	-

Zur Abschätzung des Energieverlustes eines Teilchenstrahls in den Gefäßwänden eines ³He-Gas-Targets aus Duranglas oder G20 muß der spezifische Energieverlust dE/dx dieser Gläser bekannt sein. Im Energiebereich oberhalb 3 MeV wird der spezifische Energieverlust dE/dx durch den folgenden Ausdruck gut wiedergegeben (Wh 58):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{a \ln bE}{E} \quad (3.1)$$

Die Konstanten a und b hängen sowohl von der bremsenden Substanz als auch von der Art des gebremsten Teilchenstrahls ab. Durch sie wird somit das Energieabsorptionsverhalten einer Substanz in Bezug auf eine bestimmte Teilchenart charakterisiert.

In Ref. (Wh 58) wird eine Formel angegeben, mit der die dE/dx -Werte zusammengesetzter Stoffe aus den dE/dx -Werten der einzelnen Elemente des Stoffes berechnet werden können. Diese Formel kann für Duranglas 50 und G20 nicht angewendet werden, da die dE/dx -Werte wesentlicher Bestandteile dieser Gläser (Bor und Natrium; siehe Tabelle 3.1) nicht gemessen sind. Der Energieverlust von Protonen bzw. Deuteronen in Duranglas 50 und Gerätglas G20 ist daher experimentell bestimmt worden. Zu diesem Zwecke wurde am Erlanger Tandembeschleuniger in einem Energiebereich von 4 MeV bis 10 MeV der Energieverlust ΔE eines Protonen- bzw. Deuteronenstrahls beim Durchgang durch verschieden dicke Glasblättchen gemessen. Die Intensität des p- bzw. d-Strahls ist so groß, daß bei einer Energieverlustmessung im direkten Strahl der verwendete Halbleiterzähler in kürzester Zeit zerstört würde. Es mußten daher Vorkehrungen getroffen werden, die die Intensität des Strahls verminderten, jedoch seine Energieschärfe ungeändert ließen.

Abb. 21 zeigt eine schematische Darstellung der Versuchsanordnung zur Messung des Energieverlustes. In einer Ortec-Streukammer wird an einem Goldtarget von $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Flächendichte der Protonen- bzw. Deuteronenstrahl elastisch gestreut. Die unter einem Winkel von 75° gestreuten Teilchen werden ausgeblendet und mit einem Silizium-Halbleiterzähler nachgewiesen. Die Energieverlustmessungen werden nun mit gestreuten Teilchen ausgeführt. Als Träger für die verschieden dicken Glasblättchen dient ein Aluminiumstreifen mit acht Löchern von $2 \text{ mm } \varnothing$. Auf diese Löcher werden die Glasblättchen aufgeklebt. Mit Hilfe einer Drehvorrichtung ist es möglich, den Aluminiumstreifen und somit die verschieden dicken Glasblättchen einzeln in den gestreuten Strahl vor den Si-Halbleiter-Zähler zu drehen. Der Energieverlust, den die gestreuten Protonen bzw. Deuteronen beim Durchgang durch die Glasblättchen erleiden, wird mit einem Vielkanalanalysator gemessen. Zur Energieeichung des Vielkanals werden mit den ungebremsten Protonen bzw. Deuteronen im Abstand von 1 MeV Energieeichmarken gesetzt.

Die Glasblättchen aus Duranglas 50 und G20 wurden aus verschieden stark aufgeblasenen Glaskugeln gewonnen. Im Bereich

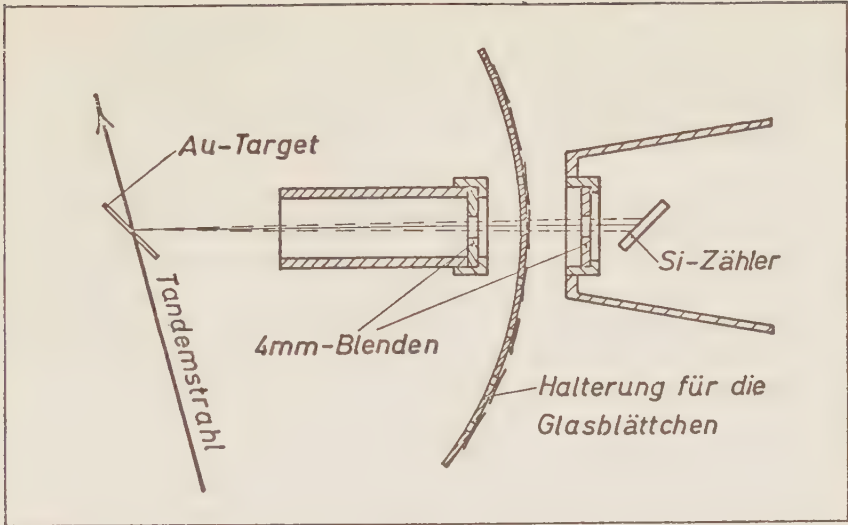


Abb. 21 Versuchsanordnung zur Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx von Protonen und Deuteronen in Glas

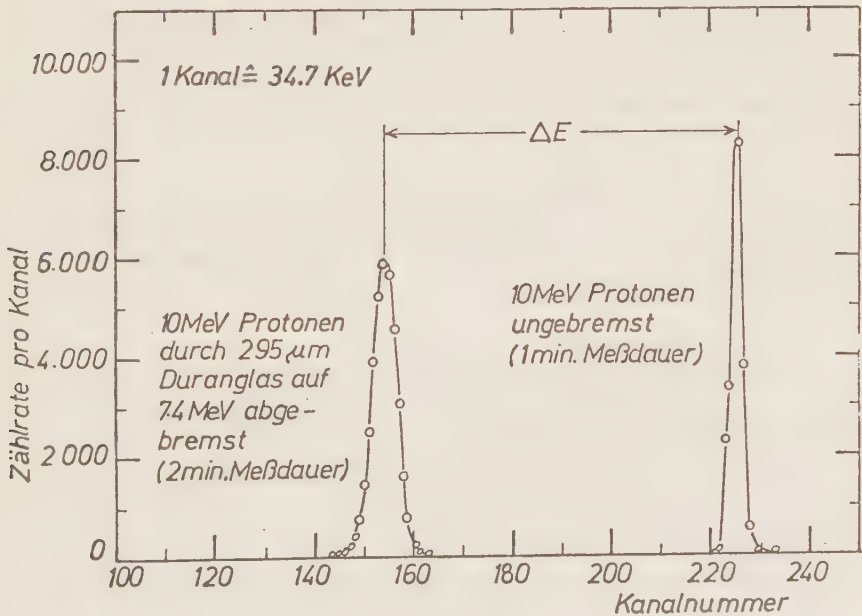


Abb. 22 Energieverlust von 10 MeV-Protonen beim Durchgang durch 295 μ m Duranglas 50

zwischen 10 μm und 50 μm konnte ihre Dicke durch Interferenzmessung im reflektierten Licht gemessen werden. Im Bereich oberhalb 50 μm wurde zur Dickenbestimmung ein Mikrometertaster verwendet. Die Genauigkeit der Dickenmessung war $\approx 5\%$.

Abb. 22 zeigt das Energiespektrum einer Energieverlustmessung. Durch die Abbremsung in den Glasblättchen verschiebt sich die Energie der abgebremsten Protonen zu niedrigeren Energiewerten hin. Man erhält somit den Energieverlust ΔE für ein bestimmtes Glasblättchen als Differenz dieser beiden Linien. Die Breite der Linien ist identisch mit der Energieverschmierung des Teilchenstrahls nach dem Durchgang durch das Glasblättchen.

Die Ergebnisse der verschiedenen Meßreihen werden in Abb. 23 dargestellt. In der Abbildung ist die Abnahme der Energie eines Protonen- bzw. Deuteronenstrahls beim Durchgang durch Duranglas 50 und Jenaer Geräteglas G20 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Protonen und Deuteronen in Duranglas etwas schwächer gebremst werden als in Jenaer Geräteglas. Die durchgezogenen Linien in Abb. 23 entsprechen dem Integral der Gleichung (3.1), das mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate an die Meßpunkte angepaßt wurde. Die in Gleichung (3.1) auftretenden Konstanten a und b sind in Tabelle (3.2) eingetragen.

Tabelle 3.2

Parameter a und b zur Bestimmung des spezifischen Energieverlustes dE/dx für Protonen und Deuteronen in Duranglas 50 und Jenaer Geräteglas G20.

	Jenaer Geräteglas G20		Duranglas 50	
	a MeV^2/mm	b MeV^{-1}	a MeV^2/mm	b MeV^{-1}
Protonen	-20.1	7.25	-18.6	6.9
Deuteronen	-26,8	20.6	-23.7	19.2

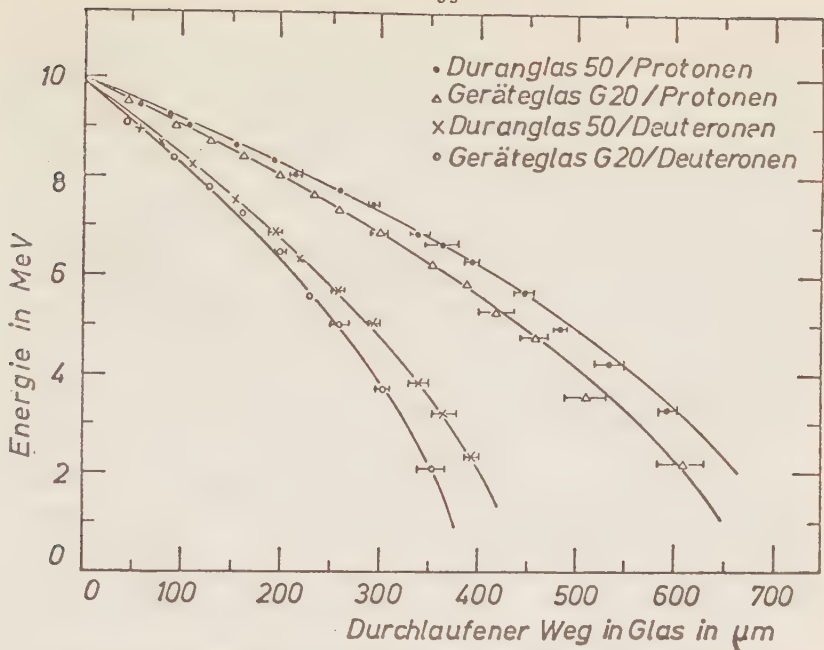


Abb. 23 Energieabnahme eines Protonen- bzw. Deuteronenstrahls in Duranglas 50 und Jenaer Gerätéglass G20. Die Meßfehler der Energiemessung sind $\leq 1\%$. Die Meßfehler der Dickenmessung sind durch die waagrechten Fehlerbalken angedeutet.

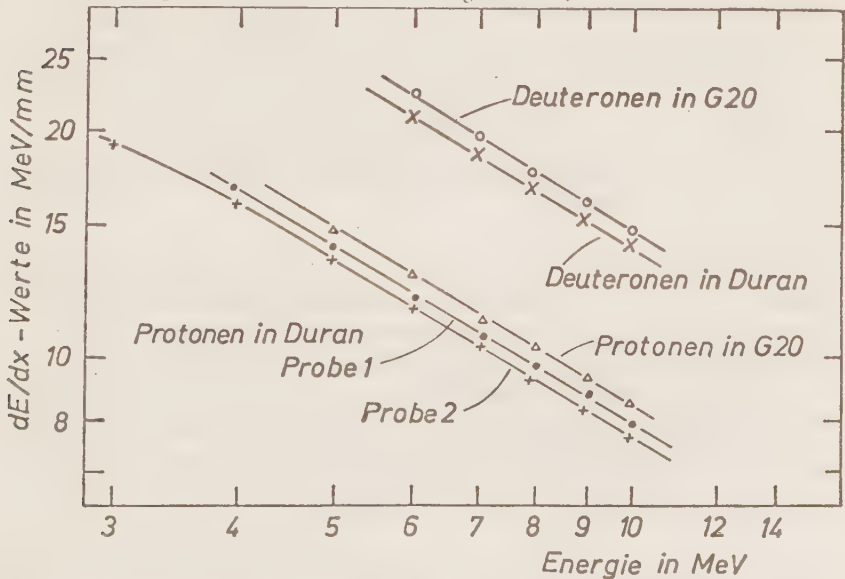


Abb. 24 Spezifischer Energieverlust dE/dx von Protonen und Deuteronen in Duranglas 50 und Jenaer Gerätéglass G20. Die Duranglasproben 1 und 2 stammen aus verschiedenen Lieferungen der Fa. Schott

Die Anpassung des Integrals der Gleichung (3.1) mit der Methode der kleinsten Quadrate an die Meßpunkte konvergiert außerordentlich schlecht. So konnte besonders der Wert b über einen großen Bereich variiert werden, ohne daß sich die Summe der quadratischen Abweichungen wesentlich veränderte.

In Abb. 24 ist der spezifische Energieverlust von Protonen und Deuteronen in Duranglas 50 und Geräteglas G20 aufgetragen. Die Duranglasproben 1 und 2 stammen aus verschiedenen Lieferungen der Fa. Schott und Genossen.

3.3 Herstellung der Targetgefäße

Die Energieverlustmessung von Protonen und Deuteronen in Duranglas 50 und Jenaer Geräteglas G20 haben ergeben, daß Protonen und Deuteronen in Duranglas um ca. 10% weniger abgeschwächt werden als in Jenaer Geräteglas. Zur Herstellung der dünnwandigen ^3He -Targetgefäße wird daher Duranglas verwendet.

Die Form des Targetgefäßes muß so gewählt werden, daß sich Tandemstrahl, Zähleranordnung und die Apparatur zum optischen Pumpen nicht gegenseitig stören. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, das eigentliche dünnwandige Targetgefäß vom optischen Pumpgefäß räumlich zu trennen. Beide Gefäße sind durch ein abgewinkeltes Glasrohr miteinander verbunden. Die durch optisches Pumpen erzeugte Polarisation breitet sich vom optischen Pumpgefäß durch Spindiffusion im gesamten ^3He -Target aus. Abb. 25 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Targets am Tandembeschleuniger.

Die Herstellung der dünnwandigen Targetgefäße geht folgendermaßen vor sich: Ein Glasrohr aus Duranglas 50 mit einem Durchmesser von 4 cm wird mit Chromschwefelsäure, Flußsäure und zweifach destilliertem Wasser gereinigt. Dann wird das Rohr in einer Flamme ringsherum gleichmäßig erhitzt und möglichst gleichmäßig so lange ausgezogen, bis die Wandstärke eine Dicke von 0.1 mm bis 0.15 mm besitzt. Die dünnsten Stellen der Wand

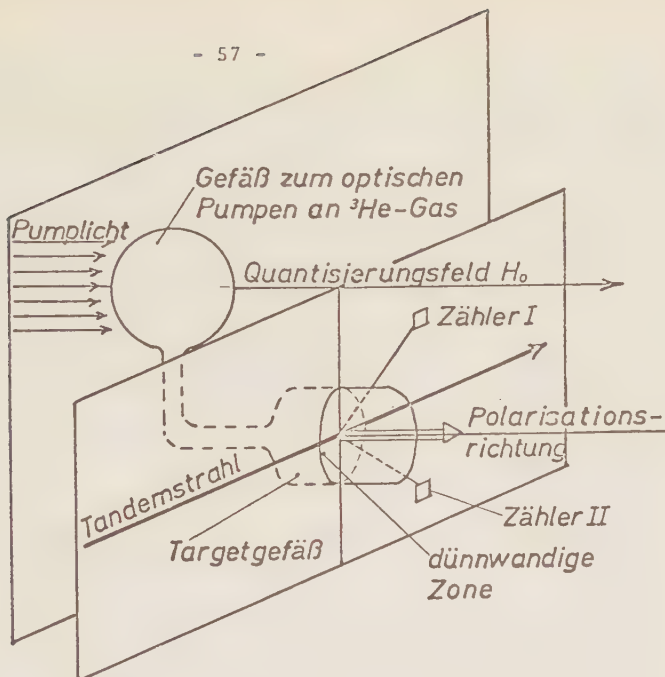


Abb. 25 Aufbau des ^3He -Targets am Tandembeschleuniger

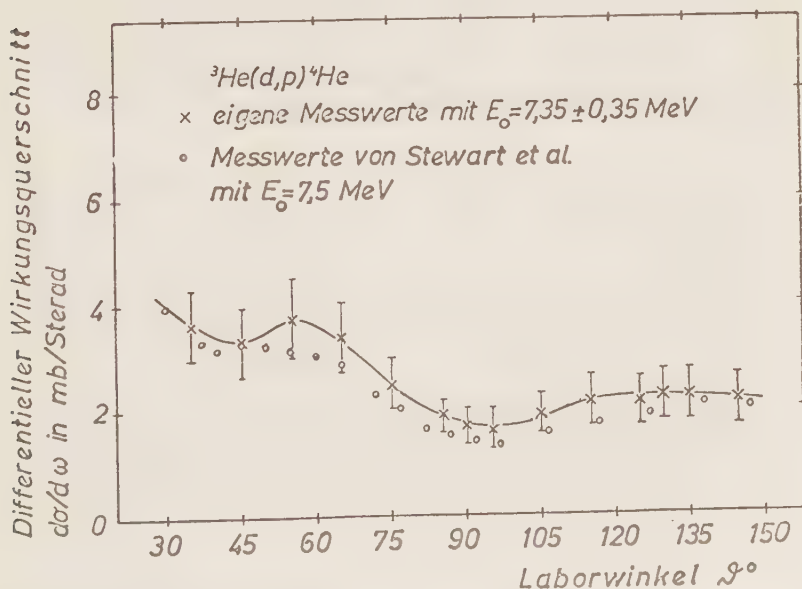


Abb. 26 Unpolarisierter, differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ für die Energie $E = 7,35 \pm 0,35 \text{ MeV}$

werden mit einem Mikrometertaster ausgemessen und markiert. Hierauf werden die Enden des Rohres zugeschmolzen und mit einem Rohransatz von 8 mm $\varnothing$ versehen, ohne daß dabei der dünne Bereich der Wand noch einmal mit der Flamme berührt wird. Über den Rohransatz wird das Gefäß vorsichtig mit einer Vorvakuumpumpe ausgepumpt und in flüssige Luft getaucht, um seine mechanische und thermische Widerstandsfähigkeit zu prüfen. Nach Überstehen dieser Behandlung wird der dünnwandige Zylinder an die Kugel, in der später optisch gepumpt wird, angeschmolzen. Die weitere Reinigung und das Füllen der Targetgefäße mit ^3He -Gas geschieht wie in Abschnitt 1.4. Nach dieser Methode konnten ^3He -Targets mit einer Wandstärke von nur 0,1 mm hergestellt werden.

Bei Verwendung dieser ^3He -Targets hängt der für eine Reaktion nutzbare Raum- und Streuwinkel wesentlich vom Durchmesser des dünnwandigen Zylinders ab; denn Teilchen, die an den Targetwänden beim Ein- und Austritt des Strahls gestreut werden, dürfen unter keinen Umständen die Zähler erreichen, die für den Nachweis der Reaktionsprodukte aufgestellt sind. Aus diesem Grund sollte der Durchmesser des dünnwandigen Targets nicht wesentlich kleiner als 4 cm gemacht werden. Bei einem Durchmesser von 4 cm kann der Streuwinkel ϑ bei Verwendung eines Raumwinkels von $\approx 10^{-4}$ Sterad zwischen $\vartheta = 35^\circ$ und $\vartheta = 145^\circ$ (Laborwinkel) variiert werden.

3.4 Messung des unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$.

Berücksichtigt man den Energieverlust von Protonen oder Deuteronen beim elastischen Stoß mit ^3He -Kernen, so stellt man aufgrund der dE/dx -Messungen in Abschnitt 3.2 fest, daß die dünnwandigen ^3He -Gas-Targets für die elastische Streuung nur im höchsten Energiebereich des Tandembeschleunigers verwendet werden können. Bei der stark exothermen Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ braucht jedoch nur der Energieverlust des Deuteronenstrahls beim Durchgang durch die Targetwände in Betracht gezogen wer-

den; denn die bei der Reaktion entstehenden Protonen haben aufgrund des hohen positiven Q-Wertes ($Q = 18.4$ MeV) genug Energie, um das Target zu verlassen.

Aus Abb. 23 kann entnommen werden, daß ein Deuteronenstrahl mindestens 7 MeV Energie besitzen muß, damit er ein ^3He -Target mit 0,12 mm Wandstärke wieder verlassen kann. Beim Eintritt in das Target werden die Teilchen des Strahls von 7 MeV auf 4,5 MeV abgebremst. Die Energieverschmierung des Strahls beträgt ca. 350 KeV. Ein Deuteronenstrahl mit der maximalen Tandemenergie von 12 MeV wird beim Eintritt in das Target auf 11 MeV abgeschwächt. In diesem Falle beträgt die Energieverschmierung ca. 320 KeV. Bei Verwendung eines ^3He -Targets mit 0,12 mm Wandstärke steht am Tandembeschleuniger für die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ somit ein Energiebereich von 4,5 MeV bis 11 MeV zur Verfügung.

Zur Erprobung des dünnwandigen ^3He -Targets diente die Messung des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$. Diese Messung wurde in der Ortec-Streukammer am Erlanger Tandembeschleuniger für die Energie $E_0 = 7.35$ MeV (Energie des Tandemstrahls vor Eintritt in das Target 10 MeV) in einem Streuwinkelbereich von $\vartheta_{\text{lab}} = 35^\circ$ bis $\vartheta_{\text{lab}} = 145^\circ$ durchgeführt. Um keine Nachweisschwierigkeiten zu haben, betrug der Druck im ^3He -Gas-Target zunächst 40 Torr.

Beim Beschuß des Targets mit Deuteronen färben sich die Glaswände des ^3He -Targets sehr schnell bräunlich, was auf Strahlenschäden im Glas zurückzuführen ist (Pr 27). Aufgrund dieser Verfärbung kann der Durchmesser des Strahls an der Ein- und Austrittsstelle gemessen werden. Diese Messungen zeigen, daß der Strahl nach dem Eintritt in das Target eine Divergenz zwischen 5° und 10° aufweist.

Bei einer Strahlbelastung von mehr als 300 nAmp beginnt das Glas an der Ein- und Austrittsstelle des Strahls zu schmelzen und beult sich aufgrund des Druckunterschiedes zu klei-

nen Blasen aus. Dies ist ein selbstregelnder Prozess; denn sobald die Blasen so dünn sind, daß sie durch den hindurchgehenden Strahl nicht mehr genug erhitzt werden, erstarren sie, ohne zu platzen und ohne daß durch das heiße Glas eine merkliche Menge ^3He -Gas herausdiffundiert ist. Dieser Vorgang könnte eventuell zur Herstellung von Targets aus Duranglas mit wesentlich dünneren Ein- und Austrittsfenstern verwendet werden.

Zum Nachweis der Reaktionsprotonen wurde ein Zählerteleskop verwendet. Es bestand aus einem dE/dx -Siliziumhalbleiterzähler und einer Silizium-Halbleiter-Stoppdiode. Beide Zähler waren in Summenkoinzidenz zueinander geschaltet. Der Raumwinkel wurde durch verschiedene Blenden auf $8,10^{-5}$ Sterad festgelegt. Mit Hilfe dieses Zählerteleskops konnte der Untergrund in der Ortec-Streukammer fast vollkommen unterdrückt werden.

Wegen der Auffächerung des Deuteronenstrahls an der Ein- und Austrittsstelle des Targets wird am Faradaybecher der Ortec-Kammer etwa nur noch $1/3$ der ursprünglichen Intensität des Deuteronenstrahls gemessen. Aus diesem Grunde konnte der durch das Target gegangene Strahl nicht integriert und zur Bestimmung des Absolutwertes des differentiellen Wirkungsquerschnittes herangezogen werden. Es wurde daher vor dem Eintritt des Strahls in das ^3He -Target eine dünne Goldfolie ($150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) in den Strahl gestellt. Die an der Goldfolie unter einem bestimmten Winkel gestreuten Deuteronen dienten als Monitor für die Intensität des Strahles. Der Monitor wurde bei herausgedrehtem ^3He -Target geeicht durch Vergleich der Zählrate der gestreuten Teilchen mit der am Faradaybecher gemessenen Intensität des Deuteronenstrahls.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\omega$ aus den Zählraten dN wird die Formel $d\sigma/d\omega = dN/nNG$ verwendet. Hierbei bedeutet N die Gesamtzahl der einfallenden Deuteronen und n die Anzahl der ^3He -Kerne pro cm^3 . G ist ein geometrischer Korrekturfaktor, der berücksichtigt, daß sich das vom Zähler-

teleskop gesehene Reaktionsvolumen im ^3He -Target mit dem Streuwinkel ändert. Der statistische Fehler betrug bei diesen Messungen zwar stets weniger als 2%. Trotzdem sind die Absolutwerte des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\omega$ mit einem Fehler von ca. 20% behaftet, da der Druck im Target nicht genauer bekannt war. Im Rahmen dieser Genauigkeit stimmen die Werte mit den Messungen von Steward, Brolley und Rosen (St 60) gut überein. Abb. 26 gibt den mit dem ^3He -Gas-Target aus Duranglas gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt wieder. Zum Vergleich sind die Meßwerte von Steward et al. für $E_0 = 7,5$ MeV eingetragen. Messungen mit dem polarisierten ^3He -Target können nicht in der Ortec-Kammer durchgeführt werden, da die ^3He -Polarisation durch Eisenteile an der Kammer zerstört würde (siehe Abschnitt 2.3).

Für die Untersuchung der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ kann der Neubau einer Streukammer aus nichtferromagnetischem Material umgangen werden. Die Reaktionsprotonen besitzen nämlich so viel Energie, daß sie ohne wesentlichen Energieverlust die kurze Strecke zwischen Target und Zählerteleskop durch die Luft zurücklegen können. Das Strahlrohrende in der Targethalle wird zu diesem Zweck vakuumdicht abgeschlossen. Der Deuteronenstrahl verläßt das Strahlrohr durch ein dünnes Harvarfenster mit 4 mm Durchmesser und tritt in die Targethalle aus. Durch Einbau eines Schnellschlußventils und eines Druckwächters in das Strahlrohr wurde Vorkehrung gegen einen Lufteinbruch durch das Fenster getroffen. Das ^3He -Target wird so dicht an das Fenster geschoben, daß der Strahl höchstens durch 2 - 3 mm Luft laufen muß, bevor er in das Target eintritt. Nach dem Durchgang durch das Target läuft er sich in der Luft tot. Diese Versuchsanordnung hat den Vorteil, daß für die Anordnung der Zähler keine räumliche Beschränkung besteht. Das ist für die Messung der Streuparameter der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion bei Verwendung eines polarisierten ^3He -Targets und eines polarisierten d-Strahls besonders wichtig; denn für diese Messungen muß die Stellung der Zähler sowohl in θ - als auch in φ -Richtung variierbar sein. Zumindest bei der Messung von Links-Rechts-Asymmetrien ist ein Strahlmonitor nicht unbedingt nötig.

Es hat sich gezeigt, daß bei dieser Versuchsanordnung der niederenergetische Untergrund wesentlich höher ist als bei der Messung in der Ortec-Kammer. Doch mit Hilfe des Zählerteleskopes war es wiederum möglich, die Reaktionsprotonen aus dem Untergrund zu separieren. Abb. 27 zeigt das Impulshöhenspektrum der Protonen aus der Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ bei Verwendung eines ${}^3\text{He}$ -Targets mit 3.8 Torr.

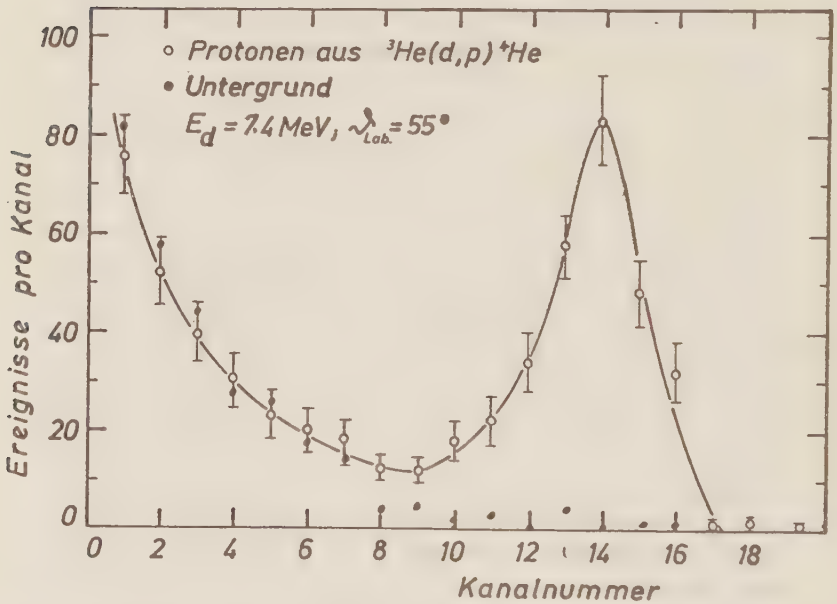


Abb. 27 Impulshöhenspektrum der ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -Protonen, aufgenommen mit einem 3.8 Torr ${}^3\text{He}$ -Gas-Target.

Die Strahlintensität beträgt 150 nAmp, die Meßdauer ist 30 min, der Raumwinkel 10^{-4} Sterad und der Streuwinkel $\lambda_{\text{lab}} = 55^\circ$. Gleichzeitig eingezeichnet in die Abbildung ist eine Untergrundmessung, die mit einem leeren Targetgefäß durchgeführt

wurde. Mit dem 3.8 Torr ^3He -Gas-Target konnte in der optischen Pumpapparatur ein Polarisationsgrad von ca. 10% erreicht werden. Damit ist erwiesen, daß die dünnwandigen ^3He -Gas-Targets aus Duranglas sowohl den Anforderungen des optischen Pumpens als auch den Anforderungen der Kernphysik genügen. Sie können daher als polarisierte Targets zur Untersuchung der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ verwendet werden.

Kapitel 4

Verwendung des polarisierten ^3He -Targets zur Bestimmung der Streuparameter der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$.

4.1 Wahl der Kernreaktion

Als Sondereinrichtungen stehen am Erlanger Tandembeschleuniger eine Ionenquelle für polarisierte Protonen und eine Ionenquelle für polarisierte Deuteronen zur Verfügung. Es bieten sich daher für die Verwendung des polarisierten ^3He -Targets die folgenden Reaktionen an:

1. Die elastische Streuung von Protonen und Deuteronen, d.h. also $^3\text{He}(p,p)^3\text{He}$ und $^3\text{He}(d,d)^3\text{He}$.
2. Die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$.

Beide Reaktionstypen wurden zwar bereits eingehend mit unpolarisierten ^3He -Targets und unpolarisiertem p- bzw. d-Strahl untersucht. Die Bestimmung sämtlicher Streuparameter und somit eine vollständige Beschreibung dieser Reaktionen ist aber nur dann möglich, wenn sowohl das Target als auch der Teilchenstrahl polarisiert sind (Fi 67). Mit dem beschriebenen ^3He -Target aus Duranglas kommt von den Reaktionen 1. und 2. vorerst nur die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ in Frage. Denn bei der elastischen Streuung verlieren die intensitätsarmen Protonen- bzw. Deuteronenstrahlen beim zweimaligen Durchgang durch die Glaswand des Targets und durch den elastischen Stoß mit den ^3He -Kernen so viel Energie (siehe Kapitel 3), daß sie selbst bei Verwendung der maximal erreichbaren Tandemenergie von 12 MeV nur schwer vom Untergrund getrennt werden können.

Wesentlich günstiger liegen die Verhältnisse bei der Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$. Diese Reaktion hat einen positiven Q-Wert von $Q = 18.4$ MeV. Es gelingt daher, die Protonen dieser Reaktion aufgrund ihrer hohen Energie vom Untergrund zu trennen (siehe Kapitel 3).

Im folgenden Abschnitt wird für die Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ im Rahmen des nicht dynamischen M-Matrixformalismus ein Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt hergeleitet. Die Diskussion dieser Formel zeigt, wie die einzelnen Streuparameter durch geschickte Wahl der Versuchsanordnung (geeignete Wahl der Komponenten der Vektorpolarisation und der Tensorpolarisation, der Streuwinkel usw.) möglichst einfach gemessen werden können.

4.2 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ im Rahmen des nicht dynamischen M-Matrixformalismus.

4.2.1 Allgemeine Definition des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Teilchen mit Spin mittels Dichtematrizen.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega = I(\varphi, \vartheta)$ erhält man nach Goldberger et al. (Go 64) bei beliebigem Spin s der reagierenden Teilchen den Ausdruck:

$$I(\varphi, \vartheta) = \frac{k_{\text{fin}} \cdot \text{Sp} \rho_{\text{sc}}}{k_{\text{in}} \cdot \text{Sp} \rho_{\text{in}}} \quad (4.1)$$

Hierbei ist k_{in} der Wellenvektor der einlaufenden Welle (Teilchenstrahl) und k_{fin} der Wellenvektor der auslaufenden Welle (Reaktionsteilchen). ρ_{in} bedeutet die Dichtematrix des Gesamtsystems vor der Streuung und ρ_{sc} die Dichtematrix des gestreuten Strahls.

Die Dichtematrix ρ_{sc} läßt sich mit der von Wolfenstein et al. (Wo 52) eingeführten Reaktionsmatrix, genannt M-Matrix, aus der Anfangsdichtematrix ρ_{in} bestimmen:

$$\rho_{\text{sc}} = M \rho_{\text{in}} M^* \quad (4.2)$$

M^* ist das hermitisch konjugierte von M .

Die Dichtematrizen ρ_{in} , ρ_{sc} und die M-Matrix sind im Gesamtspinraum (Produktraum) der reagierenden Teilchen definiert.

Für zwei Teilchen mit Spin s_1 und Spin s_2 erhält man die Dimension des Produktraums zu $(2s_1+1)(2s_2+1)$. Durch Entwicklung der Dichtematrizen und der M-Matrix nach einem vollständigen System im Spinraum wird eine Trennung zwischen Spin und Dynamik erreicht. Der Spinanteil wird explizit angegeben. Die Dynamik der Reaktion hingegen ist in den Entwicklungskoeffizienten enthalten.

Für die weiteren Ausführungen ist noch die folgende Beziehung wichtig:

Der Erwartungswert $\langle A \rangle$ eines beliebigen im Spinraum definierten Operators A ergibt sich zu

$$\langle A \rangle = \frac{\text{Sp} \rho A}{\text{Sp} \rho} \quad (4.3)$$

4.2.2 Berechnung der Dichtematrix ρ_{in} für die Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$

Bei der Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ handelt es sich um eine Reaktion vom Typ: Spin 1 + Spin 1/2 $\rightarrow$ Spin 1/2 + Spin 0. Die Dimension des Spinraums im Eingangskanal ist daher $(2 \cdot 1 + 1)(2 \cdot 1/2 + 1) = 6$ und im Ausgangskanal $(2 \cdot 1/2 + 1)(2 \cdot 0 + 1) = 2$. ρ_{in} kann also durch eine 6 x 6 Matrix und ρ_{sc} durch eine 2 x 2 Matrix dargestellt werden. Die M-Matrix muß dann eine (6 x 2)-Matrix sein, die den 6-dimensionalen Spinraum des Eingangskanals in den 2-dimensionalen Spinraum des Ausgangskanals projiziert.

Da es nicht einfach ist, in eindeutiger Weise für den Produktraum (6 x 6)-Matrizen zu konstruieren, geht man einen anderen Weg. Man sucht sich zunächst im 3-dimensionalen Spin-1-Raum und im 2-dimensionalen Spin-1/2-Raum eine Basis. Anschließend entwickelt man die (3 x 3) Dichtematrix der Spin-1-Teilchen $\rho(1)$ sowie die (2 x 2) Dichtematrix der Spin-1/2-Teilchen $\rho(1/2)$ nach der entsprechenden Basis. Die Dichtematrix des Eingangskanals kann dann durch das symbolische Produkt

$$\rho_{in} = \rho(1) \otimes \rho(1/2) \quad (4.4)$$

dargestellt werden (Faktorisierung der Dichtematrix). In einer Arbeit von W.Köhler (Kö 66) wird gezeigt, daß die M-Matrix ebenfalls faktorisiert werden kann. Man erhält analog: $M = M(1) \otimes M(1/2)$.

Im Spin-1-Raum sind für ein vollständiges Basissystem 9 linear unabhängige (3×3) -Matrizen erforderlich. Es ist günstig neben der (3×3) -Einheitsmatrix E zunächst die üblichen Spin-1-Matrizen zu verwenden. Mit der z-Achse als Quantisierungsachse haben sie die Gestalt:

$$S_x = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; S_y = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}; S_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Die restlichen 5 Basismatrizen konstruiert man gewöhnlich mit Hilfe der Matrizen E, S_x , S_y und S_z als irreduzible, symmetrische Spintensoren 2. Stufe:

$$S_{ij} = 3/2(S_i S_j + S_j S_i) - 2E \delta_{ij} \quad i, j = x, y, z \quad (4.5)$$

Die S_{ij} sind spurlos im Spin- und Ortsraum, d.h.:

$$\text{Sp} S_{ij} = 0 \text{ und } \sum_{ij} \delta_{ij} S_{ij} = 0 \quad (4.6)$$

Die Entwicklung der Dichtematrix $\rho(1)$ ergibt mit dem eben definierten Basissystem E, S_i , S_{ij} ($i, j = x, y, z$)

$$\rho(1) = aE + b_i S_i + c_{ij} S_{ij}$$

(Hier und im folgenden soll stets über doppelt auftretende kleine lateinische Indizes summiert werden).

Von Goldfarb (Go 58) werden die Komponenten der Vektor- und Tensorpolarisation folgendermaßen definiert:

$$P_i = \langle S_i \rangle \text{ und } P_{ij} = \langle S_{ij} \rangle$$

Verwendet man diese Ausdrücke, so können die Entwicklungskoeffizienten a , b_i und c_{ij} der Dichtematrix $\rho(1)$ ersetzt werden und man erhält:

$$\rho(1) = \frac{\text{Sp} \rho(1)}{3} \left[E + \frac{3}{2} P_i S_i + \frac{1}{3} P_{ij} S_{ij} \right] \quad (4.7)$$

Im Spinraum der Spin-1/2-Teilchen bilden die (2×2) -Einheitsmatrix und die drei Paulimatrizen σ_x , σ_y und σ_z bereits ein vollständiges Basissystem. Mit der z-Achse als Quantisierungssachse haben sie die Gestalt:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix};$$

Die Komponenten der Vektorpolarisation ergeben sich zu:

$$P_i = \langle \sigma_i \rangle = \frac{\text{Sp} \rho(1/2) \sigma_i}{\text{Sp} \rho(1/2)} \quad i = x, y, z$$

Entwickelt man die Dichtematrix $\rho(1/2)$ nach der obigen Basis unter Verwendung der Vektorkomponenten P_i , so folgt:

$$\rho(1/2) = \frac{\text{Sp} \rho(1/2)}{2} (\epsilon + P_i \sigma_i) \quad (4.8)$$

Mit Hilfe der Ausdrücke (4.7) und (4.8) läßt sich die Dichtematrix ρ_{in} nun folgendermaßen darstellen:

$$\rho_{in} = \frac{\text{Sp} \rho(1)}{3} (E + \frac{3}{2} P_i S_i + \frac{1}{3} P_{ij} S_{ij}) \otimes \frac{\text{Sp} \rho(1/2)}{2} (\epsilon + P_i \sigma_i) \quad (4.9)$$

4.2.3 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus der Dichtematrix ρ_{in}

Unter Berücksichtigung der Transformation (4.2) für die Dichtematrix erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (4.1):

$$I = \frac{k_{fin} \cdot \text{Sp} M \rho_{in} M^+}{k_{in} \cdot \text{Sp} \rho_{in}}$$

Einsetzen des Ausdrucks (4.9) für ρ_{in} ergibt:

$$I = I_0 \left[1 + \frac{3}{2} A_i p_i + \frac{1}{3} A_{ij} p_{ij} + a_k p_k + \frac{2}{3} B_{i;k} p_i p_k + \frac{1}{3} B_{ij;k} p_{ij} p_k \right]$$

mit $(i, j, k = x, y, z)$ (4.10)

Hierbei wurden die folgenden Abkürzungen gewählt:

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= \frac{1^k_{fin}}{6k_{in}} \text{ Sp } (ME \otimes \epsilon M^+) \\ A_i &= \frac{1}{I_0} \text{ Sp } (MS_i \otimes \epsilon M^+) \\ A_{ij} &= \frac{1}{I_0} \text{ Sp } (MS_{ij} \otimes \epsilon M^+) \\ a_k &= \frac{1}{I_0} \text{ Sp } (ME \otimes \sigma_k M^+) \\ B_{i;k} &= \frac{1}{I_0} \text{ Sp } (MS_i \otimes \sigma_k M^+) \\ B_{ij;k} &= \frac{1}{I_0} \text{ Sp } (MS_{ij} \otimes \sigma_k M^+) \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

I_0 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion mit unpolarisiertem Spin-1-Teilchenstrahl und unpolarisiertem Spin-1/2-Target.

Die Streuparameter A_i und a_i werden allgemein als Vektoranalysatorenstärken und die A_{ij} als Tensoranalysatorenstärken bezeichnet. Für die Streuparameter $B_{i;k}$ und $B_{ij;k}$ existieren keine gebräuchlichen Namen. Sie sollen daher im folgenden Vektor-Vektor-Analysatorenstärke bzw. Tensor-Vektor-Analysatorenstärke genannt werden.

Bei der Herleitung des differentiellen Wirkungsquerschnitts (4.10) wurde nur vorausgesetzt, daß die Reaktion vom Typ Spin 1 + Spin 1/2 $\longrightarrow$ Spin 1/2 + Spin 0 ist. Sämtliche Reaktionen dieses Typs werden daher unabhängig von Teilchenart und Reaktionsmechanismus durch einen differentielle Wirkungsquerschnitt

der Form (4.10) beschrieben. Die Dynamik einer speziellen Reaktion (z.B. der Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$) ist in den 36 Streuparametern (4.11) enthalten. Sie hängen wesentlich von der Teilchenart und dem Reaktionsmechanismus ab. Insbesondere sind sie Funktionen der Einschüßenergie und des Streuwinkels. Die Berechnung der Streuparameter kann nur durch eine dynamische Reaktionstheorie unter Verwendung eines geeigneten Reaktionsmodells erfolgen (vgl. z.B. Coupled-Channel-Theorie(De 66)). Aufgabe des experimentellen Kernphysikers ist es, die Streuparameter (4.11) in Abhängigkeit von Einschüßenergie und Streuwinkel experimentell zu bestimmen. Aus den gemessenen Werten läßt sich dann, wie in Ref.(Kö 66) gezeigt wird, die M-Matrix berechnen. Die M-Matrix aber liefert eine vollständige, phänomenologische Beschreibung der Reaktion.

4.2.4 Reduktion der Anzahl der Streuparameter aufgrund von Invarianzforderungen.

Die Anzahl der Streuparameter und somit die Anzahl der notwendigen Experimente kann noch drastisch reduziert werden, wenn man die für die starke Wechselwirkung gültigen Symmetrieeigenschaften, nämlich Invarianz gegen Kaumdrehung, Raumspiegelung und Zeitumkehr, fordert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die M-Matrix müssen dann diese Symmetrieeigenschaften ebenfalls aufweisen. In Ref.(Kö 66) wird gezeigt, wie die M-Matrix dreh-, raumspiegelungs- und zeitumkehrinvariant konstruiert werden kann.

Durch geeignete Wahl der Polarisation von Teilchenstrahl und Target läßt sich stets erreichen, daß im differentiellen Wirkungsquerschnitt (4.10) außer der Eins jeweils nur ein Term nicht verschwindet. Man kann daher die Symmetriebetrachtungen für die Streuparameter (4.11) einzeln durchführen.

Um aus den Invarianzforderungen Schlüsse für die Streuparameter ziehen zu können, muß man sich auf ein bestimmtes Koordinatensystem im Ortsraum festlegen. Man verlangt von den

Basisvektoren dieses Systems, daß sie, ebenso wie die Größen S_i , S_{ij} und σ_i , ein definiertes Verhalten in Bezug auf die Invarianzforderungen haben. Ein System, das dies leistet, ist das sogenannte strahleigene System:

$$\hat{N} = \frac{\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}}{|\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}|}; \quad \hat{K} = \frac{\underline{k}_{fin} - \underline{k}_{in}}{|\underline{k}_{fin} - \underline{k}_{in}|}; \quad \hat{Q} = \hat{K} \times \hat{N};$$

(^ bezeichnet die Einheitsvektoren).

Für die Beschreibung von Experimenten ist dieses Koordinatensystem jedoch wenig geeignet, da sich $\hat{K}$ und $\hat{Q}$ bei Veränderung von $\underline{k}_{fin}$, d.h. also mit dem Streuwinkel, ändert.

Es werden daher noch zwei weitere Koordinatensysteme eingeführt.

Die Komponenten der Polarisation P_i , P_{ij} und p_i sollen stets auf ein orthogonales, raumfestes Koordinatensystem X, Y, Z bezogen werden, dessen Z -Achse mit der Strahlachse, d.h. mit $\underline{k}_{in}$ zusammenfällt (Abb. 28).

Die Streuparameter (4.11) werden stets auf ein orthogonales, φ -unabhängiges Koordinatensystem x, y, z bezogen, das folgendermaßen definiert ist:

$$\underline{z} = \hat{k}_{in}; \quad \underline{y} = \hat{N}; \quad \underline{x} = \underline{y} \times \underline{z} \quad (4.12)$$

Beide Koordinatensysteme haben also die z -Achse gemeinsam und können um diese gegeneinander verdreht werden. Der Drehwinkel ist identisch mit dem Azimutwinkel φ (Abb. 28) und ist durch $\hat{Y} \cdot \hat{y} = \cos \varphi$ definiert.

Die entsprechenden Transformationsmatrizen, die die Koordinatensysteme ineinander überführen, sind in Anhang 2 angegeben.

Aus der Drehinvarianz folgt nun, daß der unpolarisierte differentieller Wirkungsquerschnitt I_0 nicht vom Azimutwinkel φ abhängt.

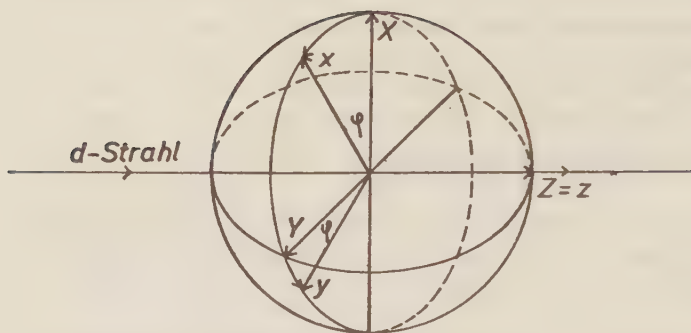


Abb. 28 Zur Definition der Koordinatensysteme X, Y, Z und x, y, z ; $\hat{y} \cdot \hat{y} = \cos \varphi$.

Das Verhalten der Streuparameter bei Raumspiegelung wird in Anhang 3 untersucht. Es zeigt sich, daß bei Raumspiegelungs-invarianz von den 36 Streuparametern nur 18 Streuparameter nicht identisch verschwinden. Dies sind:

Der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt I_0 ;

Die Vektoranalysatorenstärken A_y, a_y ;

Die Tensoranalysatorenstärken A_{xx-yy} , ¹⁾ A_{zz}, A_{xz} ;

Die Vektor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{x;x}, B_{y;y}, B_{z;z}, B_{x;z}, B_{z;x}$;

Die Tensor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{xx-yy;y}, B_{xy;x}, B_{xy;z}, B_{xz;y}, B_{yz;x}, B_{yz;z}, B_{zz;y}$.

Unter Berücksichtigung der Invarianz gegen Raumspiegelung erhält man also für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

1) A_{xx-yy} wird abkürzend für $A_{xx} - A_{yy}$ verwendet, usw.

$$\begin{aligned}
 I &= I_0 \{ 1 + \\
 &\frac{1}{2} A_{zz} \cdot P_{zz} + \\
 &+\frac{3}{4} B_{y;y} [P_X P_X + P_Y P_Y - (P_X P_X - P_Y P_Y) \cos 2\varphi - (P_Y P_X + P_X P_Y) \sin 2\varphi] + \\
 &+\frac{3}{4} B_{x;x} [P_X P_X + P_Y P_Y + (P_X P_X - P_Y P_Y) \cos 2\varphi + (P_Y P_X + P_X P_Y) \sin 2\varphi] + \\
 &+ B_{z;z} P_Z P_Z + \\
 &+\frac{1}{3} B_{xz;y} [-P_{YZ} P_X + P_{XZ} P_Y + (P_{YZ} P_X + P_{XZ} P_Y) \cos 2\varphi + (P_{YZ} P_Y - P_{XZ} P_X) \sin 2\varphi] + \\
 &+\frac{1}{3} B_{yz;x} [P_{YZ} P_X - P_{XZ} P_Y + (P_{YZ} P_X + P_{XZ} P_Y) \cos 2\varphi + (P_{YZ} P_Y - P_{XZ} P_X) \sin 2\varphi] + \\
 &+\frac{3}{2} A_y [P_Y \cos \varphi - P_X \sin \varphi] + \\
 &+\frac{2}{3} A_{xz} [P_{XZ} \cos \varphi + P_{YZ} \sin \varphi] + \\
 &+ a_y [p_Y \cos \varphi - p_X \sin \varphi] + \quad (4.13) \\
 &+\frac{3}{2} B_{x;z} [P_X P_Z \cos \varphi + P_Y P_Z \sin \varphi] + \\
 &+\frac{3}{2} B_{z;x} [P_Z P_X \cos \varphi + P_Z P_Y \sin \varphi] + \\
 &+\frac{1}{2} B_{zz;y} [P_{ZZ} P_Y \cos \varphi - P_{ZZ} P_X \sin \varphi] + \\
 &+\frac{1}{24} B_{xx-yy;y} [(-P_{XY} P_X + 2P_{XX-YY} P_Y) \cos \varphi + (P_{XY} P_Y + 2P_{XX-YY} P_X) \sin \varphi + \\
 &\quad (P_{XY} P_X + 2P_{XX-YY} P_Y) \cos 3\varphi + (P_{XY} P_Y - 2P_{XX-YY} P_X) \sin 3\varphi] + \\
 &+\frac{1}{3} B_{xy;x} [(P_{XY} P_X - 2P_{XX-YY} P_Y) \cos \varphi - (P_{XY} P_Y + 2P_{XX-YY} P_X) \sin \varphi + \\
 &\quad (P_{XY} P_X + 2P_{XX-YY} P_Y) \cos 3\varphi + (P_{XY} P_Y - 2P_{XX-YY} P_X) \sin 3\varphi] + \\
 &+\frac{2}{3} B_{yz;z} [P_{YZ} P_Z \cos \varphi - P_{XZ} P_Z \sin \varphi] + \\
 &+\frac{1}{12} A_{xx-yy} [2P_{XX-YY} \cos 2\varphi + P_{XY} \sin 2\varphi] + \\
 &+\frac{2}{3} B_{xy;z} [P_{XY} P_Z \cos 2\varphi - 2P_{XX-YY} P_Z \sin 2\varphi] \} ;
 \end{aligned}$$

Die Größen P_i, P_{ij} und p_m sind im Ausdruck (4.13) bereits auf das Koordinatensystem X, Y, Z bezogen, während die Streuparameter im System x, y, z gegeben sind.

4.3 Klassifikation der Experimente, die zur vollständigen Beschreibung der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion durchgeführt werden müssen.

Die Experimente zur Bestimmung der Streuparameter lassen sich folgendermaßen klassifizieren:

Fall I. Messung des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts $I_0 = I_0(\vartheta, E)$. Weder d-Strahl noch ^3He -Target dürfen polarisiert sein.

Fall II. Messung der Analysatorenstärke $a_y = a_y(\vartheta, E)$. Die Messung erfolgt mit polarisiertem ^3He -Target, aber unpolarisiertem Strahl.

Fall III. Messung der Vektor- und Tensoranalysatorenstärken $A_y = A_y(\vartheta, E)$, $A_{ij} = A_{ij}(\vartheta, E)$. Für diese Messungen muß der d-Strahl vektor- bzw. tensorpolarisiert sein; das ^3He -Target ist unpolarisiert.

Fall IV. Messung der Vektor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{i;m} = B_{i;m}(\vartheta, E)$ und der Tensor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{ij;m} = B_{ij;m}(\vartheta, E)$. Diese Messungen können nur mit einem polarisierten ^3He -Target und einem vektor- bzw. tensorpolarisierten d-Strahl ausgeführt werden.

Die experimentelle Bestimmung dieser Streuparameter erfolgt stets über die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (4.13). Besonders bei Verwendung eines polarisierten d-Strahls und eines polarisierten ^3He -Targets sind solche Messungen äußerst langwierig und meistens mit großen statistischen Fehlern behaftet. Damit bei verschiedener Größenordnung der Streuparameter der kleinere nicht im statistischen Fehler des größeren untergeht, ist man bestrebt, bei jedem Experiment möglichst nur einen einzigen Streuparameter zu messen. Das gelingt in den allermeisten Fällen durch geeignete Wahl der experimentell vorgebbaren Größen P_i , P_{ij} , P_m und φ . Man wählt die P_i , P_{ij} , P_m so, daß in (4.13) außer der Eins und dem Summanden, der den gewünschten Streuparameter enthält, möglichst viele der anderen Summanden identisch ver-

schwinden. Durch die Vorzeichenwahl der nicht nullgesetzten P_i , P_{ij} , P_m und durch geeignete Wahl des $\xi\varphi$ kann der gewünschte Streuparameter dann meistens durch Summen- und Differenzbildung zweier Wirkungsquerschnitte erhalten werden.

Als nächstes soll untersucht werden, welche der Komponenten P_i , P_{ij} mit der Erlanger polarisierten d-Quelle unabhängig voneinander gewählt werden können.

4.3.1 Vektor- und Tensorpolarisation des zur Zeit in Erlangen zur Verfügung stehenden Deuteronenstrahls

Abb. 29 zeigt den Strahlengang zwischen dem Ausgang der Erlanger polarisierten d-Quelle und dem Niederenergieende des Tandembeschleunigers. Zur Beschreibung der Polarisation des Strahls wurde in den Ausgang der Quelle ein Koordinatensystem X' , Y' , Z' gelegt. Die Z' -Achse sei mit der Strahlrichtung am Quellenausgang identisch.

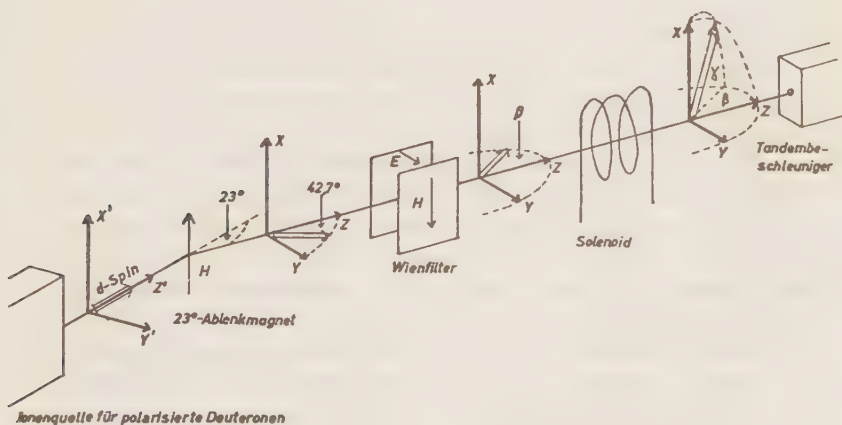


Abb. 29 Weg des polarisierten Deuteronenstrahls zwischen dem Ausgang der Erlanger polarisierten Ionenquelle und dem Niederenergieende des Tandembeschleunigers.

Es lassen sich mit der polarisierten Quelle aufgrund von Hochfrequenzübergängen zwischen den Hyperfeinstrukturtermen des Deuteriums die folgenden beiden Fälle verwirklichen (Wi 68):

1. Alle Tensorkomponenten des Strahls sind Null; es tritt (bezogen auf das System X', Y', Z') nur die Vektorkomponente $P_{Z'} \neq 0$ auf. Je nachdem welcher Hochfrequenzübergang ausgeführt wird, kann $P_{Z'} = +\frac{2}{3}$ gemacht werden.

2. Neben der Vektorkomponente $P_{Z'}$ ist noch die Tensorkomponente $P'_{ZZ} \neq 0$. Es sind folgende Fälle möglich:
 $P_{Z'} = +\frac{1}{3}$; $P'_{ZZ} = 1$ und $P_{Z'} = +\frac{1}{3}$; $P'_{ZZ} = -1$.

Von der Quelle aus wird der polarisierte d-Strahl zunächst von einem Analysiermagneten um 23° abgelenkt, durchläuft ein Solenoid und wird dann in den Tandembeschleuniger eingeschossen. Zwischen Analysiermagnet und Solenoid wird in Kürze noch ein Wienfilter eingebaut werden. Das Wienfilter wird deshalb in der folgenden Diskussion bereits berücksichtigt.

Bei der 23° -Ablenkung des Strahls durch den Analysiermagneten findet gleichzeitig eine Drehung der Komponente $P_{Z'}$ um $42,7^\circ$ gegen die Strahlachse statt. Da die Strahlrichtung nach der 23° -Ablenkung mit der Z-Achse des Koordinatensystems X, Y, Z übereinstimmt, werden durch die 23° -Ablenkung aus $P_{Z'}$ Vektorkomponenten P_X, P_Y, P_Z erzeugt. Ähnliches gilt für die Tensorkomponente P'_{ZZ} . Um von der $42,7^\circ$ -Drehung der Polarisation unabhängig zu werden, verwendet man ein Wienfilter. Mit seiner Hilfe kann die Vektor- und Tensorpolarisation willkürlich um eine zur Strahlrichtung senkrecht stehende Achse gedreht werden (Drehwinkel β). Das Solenoid gibt außerdem noch die Möglichkeit, die Vektor- und Tensorpolarisation um einen beliebigen α um die Strahlachse zu drehen. Die Kombination von Wienfilter und Solenoid gestattet also, aus den anfänglichen Komponenten $P_{Z'}$ und P'_{ZZ} durch räumliche Drehung die Winkel β und γ verschiedene andere Komponenten der Vektor- und Tensorpolarisation zu erzeugen. Im Anhang 4 wird die Transformation dieser Drehung für beliebige Winkel β und γ angegeben.

Tabelle (4.1) und Tabelle (4.2) zeigen, wie die Winkel β und γ in Gleichung (A 9) gewählt werden können, damit möglichst viele Komponenten P_i , P_{ij} gleichzeitig verschwinden. Tabelle (4.1) bezieht sich auf den Fall reiner Vektorpolarisation, d.h. $P_Z^i \neq 0$, $P_{ZZ}^i \equiv 0$ und Tabelle (4.2) auf den Fall, daß der Strahl anfangs vektor- und tensorpolarisiert ist, d.h. $P_Z^i \neq 0$, $P_{ZZ}^i \neq 0$.

Tabelle 4.1

Erzeugung der Vektorkomponenten P_X , P_Y , P_Z durch räumliche Drehung von P_Z^i um die Winkel β und γ ; Fall $P_Z^i \neq 0$; $P_{ZZ}^i \equiv 0$

	$\beta = 0^\circ$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta = 90^\circ$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta = 90^\circ$ $\gamma = 90^\circ$
P_X	0	P_Z^i	0
P_Y	0	0	$-P_Z^i$
P_Z	P_Z^i	0	0

4.3.2 Polarisation des ^3He -Targets

Der Polarisationsvektor des ^3He -Targets ist stets parallel zur Achse des zum optischen Pumpen nötigen Helmholtzfeldes. Um die verschiedenen Komponenten P_X , P_Y , P_Z zu erzeugen, muß daher die Achse des Helmholtzfeldes jeweils in die Richtung der X-, Y-, bzw. Z-Achse des Koordinatensystems X,Y,Z gedreht werden. Durch Änderung der Polarität des Pumplichtes (Drehung des $\frac{\lambda}{4}$ -Blättchens um 90°) kann das Vorzeichen der ^3He -Polarisation auf einfache Weise rasch geändert werden.

Tabelle 4.2

Erzeugung verschiedener Kombinationen von Vektor- und Tensor-
komponenten durch räumliche Drehung der Komponenten P_Z^i und
 P_{ZZ}^i um die Winkel β und γ .

Spalte	a	b	c	d	e	f	g	h
$\cos\beta$	1	0		0	$\sqrt{\frac{1}{3}}$		$+\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$
$\sin\beta$	0	1		-1	$\sqrt{\frac{2}{3}}$		$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$+\sqrt{\frac{2}{3}}$
γ	beliebig	0°	180°	180°	0°	90°	180°	180°
P_X	0	P_Z^i	$-P_Z^i$	P_Z^i	$\sqrt{\frac{2}{3}}P_Z^i$	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}P_Z^i$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}P_Z^i$
P_Y	0	0	0	0	0	$-\sqrt{\frac{2}{3}}P_Z^i$	0	0
P_Z	P_Z^i	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{3}}P_Z^i$	$\sqrt{\frac{1}{3}}P_Z^i$	$\sqrt{\frac{1}{3}}P_Z^i$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}P_Z^i$
P_{XY}	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	0	0
P_{XZ}	0	0	0	0	$\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	0	$\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	$\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$
P_{YZ}	0	0	0	0	0	$\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	0	0
$P_{XX}-P_{YY}$	0	$\frac{3}{2}P_{ZZ}^i$	$-\frac{3}{2}P_{ZZ}^i$	$-\frac{3}{2}P_{ZZ}^i$	P_{ZZ}^i	0	$-P_{ZZ}^i$	$-P_{ZZ}^i$
P_{ZZ}	P_{ZZ}^i	$-\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	$-\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	$-\frac{1}{2}P_{ZZ}^i$	0	0	0	0

4.3.3 Experimentelle Anordnungen zur Messung der Streuparameter der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion.

Im folgenden werden Versuchsanordnungen angegeben, die es gestatten, mit Hilfe der Erlanger polarisierten d-Quelle und dem polarisierten ^3He -Target die Streuparameter (4.11) zu messen. Die Vektor- und Tensorkomponenten der Polarisation p_m, p_i, p_{ij} werden dabei stets so gewählt, daß pro Streuparameter möglichst wenige Einzelmessungen durchgeführt werden müssen. Außerdem

ist darauf geachtet worden, daß experimentell schwierig durchführbare Änderungen der p_m , p_i , p_{ij} nicht verwendet werden. So wurde insbesondere kein Gebrauch davon gemacht, daß sich die Komponenten $P'_Z; P'_{ZZ}$ durch $P'_Z; -P'_{ZZ}$ (siehe Abschnitt 4.3.1) ersetzen lassen. Denn für diese Umstellung muß die polarisierte Quelle geöffnet werden (Wi 68).

Neben einer geeigneten Wahl des $\chi\varphi$ werden folgende Möglichkeiten verwendet:

- 1) Das Vorzeichen der p_i läßt sich leicht umkehren (Drehung des $\lambda/4$ -Blättchens um 90°).
- 2) Der Winkel γ kann durch Änderung des Solenoidstroms verändert werden.
- 3) Der Winkel β läßt sich mit dem Wienfilter beliebig einstellen.

Nicht immer gelingt es damit, einen Streuparameter völlig unabhängig von den übrigen Streuparametern zu bestimmen. Manchmal tauchen in den Ausdrücken, die zur Bestimmung des gewünschten Parameters hergeleitet werden, noch andere Streuparameter auf. In diesen Fällen wird darauf geachtet, daß immer nur die Parameter A_y und a_y stehen bleiben. Denn diese lassen sich verhältnismäßig genau bestimmen, da zu ihrer Messung entweder nur ein polarisierter Strahl oder nur ein polarisiertes Target nötig ist.

Die Polarisationskomponenten P_X und P_Y treten im Wirkungsquerschnitt (4.13) stets paarweise auf. Man kann daher ohne Beschränkung der Allgemeinheit $P_Y \equiv 0$ setzen.

Fall I Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes I_0

^3He -Target und d-Strahl unpolarisiert.

$$I = I_0(\mathcal{A}, E);$$

Fall II Messung der Analysatorenstärke a_y

d-Strahl unpolarisiert; ^3He -Target polarisiert.

$P_X \neq 0$; $P_Z = P_Y = P_i = P_{ij} = 0$;

$$I = I_0 \{1 - a_y P_X \sin \varphi\};$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$:

$$a_y P_X = \frac{I(\varphi=270^\circ) - I(\varphi=90^\circ)}{I(\varphi=270^\circ) + I(\varphi=90^\circ)};$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

Fall III Messung der Vektor- und Tensoranalysatorenstärken
d-Strahl polarisiert; ^3He -Target unpolarisiert.

III.1 Messung von A_y

d-Strahl nur vektorpolarisiert.

$$P_X \neq 0; P_Y = P_Z = P_{ij} = P_i = 0 \quad (i = X, Y, Z)$$

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2} A_y P_X \sin \varphi \right\};$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$:

$$\frac{3}{2} A_y P_X = \frac{I(\varphi=270^\circ) - I(\varphi=90^\circ)}{I(\varphi=270^\circ) + I(\varphi=90^\circ)};$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

III.2 Messung von $A_{zz}, A_{xx-yy}, A_{yz}$

d-Strahl vektor- und tensorpolarisiert.

III.2a Messung von A_{zz} :

Einstellung der α und β wie in Tabelle (4.2) Spalte a:

$$P_Z \neq 0; P_{ZZ} \neq 0; \text{ alle anderen } P_i = P_{ij} = 0; p_i = 0;$$

$$I(a) = I_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} A_{zz} P_{ZZ} \right\};$$

$I(a)$ ist φ -unabhängig. Es muß daher entweder I_0 bestimmt werden oder der Fall $P_Z \neq 0; P_{ZZ} = -|P_{ZZ}|$ verwendet werden:

$$\frac{1}{2} A_{zz} P_{ZZ} I_0 = I(a) - I_0;$$

oder

$$\frac{1}{2} A_{zz} |P_{ZZ}| = \frac{I(a; P_{ZZ}^+) - I(a; P_{ZZ}^-)}{I(a; P_{ZZ}^+) + I(a; P_{ZZ}^-)}; \text{ mit } P_{ZZ}^\pm = \pm |P_{ZZ}|;$$

III.2b Messung von A_{xz}

Einstellung der χ_β und χ_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte h:

$P_X > 0$; $P_Z > 0$; $P_{XZ} > 0$; $P_{XX-YY} > 0$; sonst alle $P_i = P_{ij} = 0$; $p_i = 0$;

$$I(h) = I_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2} A_Y |P_X| \sin \varphi + \frac{2}{3} A_{xz} |P_{XZ}| \cos \varphi + \frac{1}{6} A_{xx-yy} |P_{XX-YY}| \cos 2\varphi \right\};$$

Mit $\varphi = 45^\circ$ und $\varphi = 135^\circ$:

$$\frac{4 A_{xz} |P_{XZ}|}{6 \sqrt{2} - 9 A_Y |P_X|} = \frac{I(h; \varphi = 45^\circ) - I(h; \varphi = 135^\circ)}{I(h; \varphi = 45^\circ) + I(h; \varphi = 135^\circ)};$$

Zähleranordnung in der Ebene $X = -Y$.

Oder mit $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$;

$$\frac{4}{3} A_{xz} |P_{XZ}| I_0 = I(h; \varphi = 0^\circ) - I(h; \varphi = 180^\circ);$$

Zähleranordnung in der X - Z -Ebene.

III.2c Messung von A_{xx-yy}

Einstellung der χ_β und χ_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte e:

$P_X > 0$; $P_Z > 0$; $P_{XZ} > 0$; $P_{XX-YY} > 0$; alle anderen $P_i = P_{ij} = 0$; $p_i = 0$;

$$I(e) = I_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2} A_Y |P_X| \sin \varphi + \frac{2}{3} A_{xz} |P_{XZ}| \cos \varphi + \frac{1}{6} A_{xx-yy} |P_{XX-YY}| \cos 2\varphi \right\};$$

Dann Einstellung der χ_β und χ_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte g:

$P_X > 0$; $P_Z > 0$; $P_{XZ} > 0$; $P_{XX-YY} < 0$; alle anderen $P_i = P_{ij} = 0$; $p_i = 0$;

$$I(g) = I_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2} A_Y |P_X| \sin \varphi + \frac{2}{3} A_{xz} |P_{XZ}| \cos \varphi - \frac{1}{6} A_{xx-yy} |P_{XX-YY}| \cos 2\varphi \right\};$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$ folgt:

$$-\frac{1}{6} A_{xx-yy} |P_{XX-YY}| = \frac{I(e; \varphi = 90^\circ) - I(g; \varphi = 90^\circ)}{I(e; \varphi = 90^\circ) + I(g; \varphi = 90^\circ)};$$

Zähleranordnung in der Y - Z -Ebene.

Fall IV Messung der Vektor-Vektor und Tensor-Vektor-Analysatorenstärken.

³He-Target und d-Strahl polarisiert.

IV.1 Messung der Vektor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{i;m}$

d-Strahl nur vektorpolarisiert.

IV.1a Messung von $B_{x;x}$:

$$P_X \neq 0; p_X \neq 0; P_Y = P_Z = p_Y = p_{ij} = 0;$$

$$\varphi = 0^\circ \text{ oder } \varphi = 180^\circ;$$

$$I = I_0 \{ 1 + \frac{3}{2} B_{x;x} p_X p_X \};$$

Hier muß eine Messung mit positivem $p_X = p_X^+$ und eine Messung mit negativem $p_X = p_X^-$ durchgeführt werden, mit $p_X^\pm = \pm |p_X|$;

$$\frac{3}{2} B_{x;x} |p_X| |p_X| = \frac{I(\varphi=0^\circ; p_X^+) - I(\varphi=0^\circ; p_X^-)}{I(\varphi=0^\circ; p_X^+) + I(\varphi=0^\circ; p_X^-)};$$

Zähleranordnung in der X-Z-Ebene.

IV.1b Messung von $B_{y;y}$:

$$P_X \neq 0; p_X \neq 0; P_Y = P_Z = p_Y = p_Z = p_{ij} = 0;$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$:

$$I = I_0 \{ 1 + \frac{3}{2} B_{yy} p_X p_X \pm \frac{3}{2} A_y p_X \pm a_y p_X \};$$

$$(2 + 3 B_{y;y} p_X p_X) I_0 = I(\varphi=270^\circ) - I(\varphi=90^\circ);$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

IV.1c Messung von $B_{z;z}$:

$$p_Z \neq 0; p_Z \neq 0; p_X = p_Y = p_X = p_Y = p_{ij} = 0;$$

$$I = I_0 \{1 + B_{z;z} p_Z p_Z\}$$

I ist φ -unabhängig; es muß p_Z^+ und p_Z^- verwendet werden, mit $p_Z^+ = \pm |p_Z|$;

$$B_{z;z} |p_Z| |p_Z| = \frac{I(p_Z^+) - I(p_Z^-)}{I(p_Z^+) + I(p_Z^-)} ;$$

IV.1d Messung von $B_{x;z}$:

$$p_X \neq 0; p_Z \neq 0; p_Y = p_Z = p_X = p_Z = p_{ij} = 0;$$

$$I = I_0 \{1 - \frac{3}{2} A_Y p_X \sin \varphi + \frac{2}{3} B_{x;z} p_X p_Z \cos \varphi\}$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$ folgt:

$$\frac{2}{3} B_{x;z} |p_X| |p_Z| = \frac{I(\varphi=270^\circ) - I(\varphi=90^\circ)}{I(\varphi=270^\circ) + I(\varphi=90^\circ)}$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

IV.1e Messung von $B_{z;x}$:

$$p_Z \neq 0; p_X \neq 0; p_X = p_Y = p_Y = p_Z = p_{ij} = 0.$$

$$I = I_0 \{1 + \frac{3}{2} B_{z;x} p_Z p_X \cos \varphi - a_Y p_X \sin \varphi\};$$

Mit $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ folgt:

$$\frac{3}{2} B_{z;x} |p_Z| |p_X| = \frac{I(\varphi=0) - I(\varphi=180^\circ)}{I(\varphi=0) + I(\varphi=180^\circ)}$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

IV.2 Messung der Tensor-Vektor-Analysatorenstärken $B_{ij;m}$

d-Strahl ist vektor- und tensorpolarisiert.

IV.2a Messung von $B_{xx-yy;y}$

Man stellt zunächst α_β und α_γ ein wie in Tabelle (4.2) Spalte b:

$P_X > 0$; $P_{XX-YY} > 0$; $P_{ZZ} < 0$ und $p_X > 0$; alle anderen $P_i = p_i = P_{ij} = 0$;
und wählt $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$. Man mißt:

$$I(b; \varphi = 90^\circ) \text{ und } I(b; \varphi = 270^\circ).$$

Dann stellt man α_β und α_γ ein wie in Tabelle (4.2) Spalte d;

$P_X > 0$; $P_{XX-YY} < 0$; $P_{ZZ} < 0$ und $p_X > 0$; alle anderen $P_i = p_i = P_{ij} = 0$;
und wählt $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$. Gemessen wird: $I(d; \varphi = 90^\circ)$
und $I(d; \varphi = 270^\circ)$. Es ist dann:

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} B_{xx-yy;y} |P_X| |P_{XX-YY}| I_0 &= I(b; \varphi = 90^\circ) + I(d; \varphi = 90^\circ) - \\ &- I(b; \varphi = 270^\circ) - I(d; \varphi = 270^\circ) \end{aligned}$$

Zähleranordnung beide Male in der Z-Y-Ebene.

IV.2b Messung von $B_{xy;x}$:

Die Wahl der Polarisationskomponenten P_i , P_{ij} , p_i erfolgt wie bei der Messung von $B_{xx-yy;y}$. Man wählt jedoch $\varphi = 45^\circ$ und erhält:

$$-\frac{8}{3} B_{xy;x} |P_X| |P_{XX-YY}| \sin(45^\circ) I_0 = I(b; \varphi = 45^\circ) - I(d; \varphi = 45^\circ);$$

Zähleranordnung in der Ebene $Y=X$.

IV.2c Messung von $B_{xy;z}$:

Einstellung von α_β und α_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte b:

$P_X > 0$; $P_{XX-YY} > 0$; $P_{ZZ} < 0$; und $p_Z > 0$; alle anderen $P_i, p_i, P_{ij} = 0$;

Mit $\varphi = 45^\circ$ erhält man $I(b; p_Z^+; \varphi = 45^\circ)$.

Dann Einstellung von α/β und α/γ wie in Tabelle (4.2) Spalte c:

$P_X < 0$; $P_{XX-YY} < 0$; $P_{ZZ} < 0$; und $p_Z < 0$; alle anderen $P_i, p_i, P_{ij} = 0$.

Mit $\varphi = -45^\circ$ erhält man $I(d; p_Z^-; \varphi = -45^\circ)$. Zur Bestimmung von $B_{xy; z}$ ergibt sich der Ausdruck:

$$\frac{8}{3} B_{xy; z} |P_{XX-YY}| |p_Z| I_0 = I(b; p_Z^+; \varphi = 45^\circ) - I(c; p_Z^-; \varphi = -45^\circ)$$

Zähleranordnungen in den Ebenen $Y=X$ und $Y=-X$.

IV.2d Messung von $B_{xz; y}$:

Einstellung der α/β und α/γ wie in Tabelle (4.2) wie Spalte f:

$P_Z > 0$; $P_Y < 0$; $P_{XY} < 0$; $P_{YZ} < 0$ und $p_X > 0$; alle anderen $P_i, p_i, P_{ij} = 0$.

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$ erhält man:

$$(2 + \frac{4}{3} B_{xz; y} |P_{YZ}| |p_X|) I_0 = I(f; \varphi = 90^\circ) + I(f; \varphi = 270^\circ);$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

IV.2e Messung $B_{yz; x}$:

Wahl der Polarisationskomponenten $P_i, P_{ij}; p_i$ wie in IV.2d

Mit $\varphi = 0$ und $\varphi = 180^\circ$ erhält man:

$$(2 - \frac{4}{3} B_{yz; x} |P_{YZ}| |p_Z|) I_0 = I(f; \varphi = 0^\circ) + I(f; \varphi = 180^\circ)$$

Zähleranordnung in der X-Z-Ebene.

IV.2f Messung von $B_{yz; z}$

Einstellung der α/β und α/γ wie in Tabelle (4.2) Spalte e:

$P_X > 0$; $P_Z > 0$; $P_{XZ} > 0$; $P_{XX-YY} > 0$; alle anderen $P_i = P_{ij} = 0$.

$p_X > 0$; $p_Y = p_Z = 0$.

Mit $\varphi = 90^\circ$ mißt man $I(e; \varphi = 90^\circ)$;

Dann Einstellung der α_β und α_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte h;

$$P_X < 0; P_Z < 0; P_{XZ} > 0; P_{XX-YY} < 0; \text{alle anderen } P_i = P_{ij} = 0$$

$$P_Z > 0; p_X = p_Y = 0.$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ mißt man $I(h; \varphi = 90^\circ)$;

$$(2 - \frac{4}{3} B_{yz; z} |P_{XZ}| |P_Z|) I_0 = I(e; \varphi = 90^\circ) + I(h; \varphi = 90^\circ)$$

Zähleranordnung in der Y-Z-Ebene.

IV.2g Messung von $B_{zz; y}$:

Einstellung der α_β und α_γ wie in Tabelle (4.2) Spalte a:

$$P_X > 0; P_Z = 0; P_Z > 0; P_{ZZ} > 0; \text{alle anderen } P_i = P_{ij} = 0.$$

Mit $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ erhält man:

$$(B_{zz; y} |P_{ZZ}| |P_X| + 2a_y |P_X|) I_0 = I(a; \varphi = 270^\circ) - I(a; \varphi = 90^\circ)$$

Will man das Glied $2a_y |P_X|$ vermeiden, so muß man mit P_{ZZ}^+ und P_{ZZ}^- messen. Man erhält:

$$B_{zz; y} |P_{ZZ}| |P_X| I_0 = I(a; \varphi = 90^\circ; P_{ZZ}^-) - I(a; \varphi = 270^\circ; P_{ZZ}^+).$$

Anhang 1

Berechnung der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten für elektrische Dipolübergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen des metastabilen ^3He -Atoms.

Zur optischen Bestimmung des Polarisationsgrades mit Hilfe der Formel (1.1) in Abschnitt 1.2.1 müssen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Zuständen $2^3P_0(F=\frac{1}{2})$, $2^3P_1(F=\frac{3}{2}, F=\frac{1}{2})$, $2^3P_2(F=\frac{5}{2}, F=\frac{3}{2})$ und den Zuständen $2^3S_1(F=\frac{3}{2}, F=\frac{1}{2})$ bekannt sein. Die Übergangswahrscheinlichkeit $w_{n,n'}$ pro Zeiteinheit für einen elektrischen Dipolübergang ist proportional dem Ausdruck (Sc 49):

$$w_{n,n'} \propto |\langle F'; m_F' | \underline{r} | F; m_F \rangle|^2; \quad (A 1)$$

Dabei ist $\underline{r}$ der Radiusvektor (elektrischer Dipoloperator) und $|F'; m_F'\rangle$ bzw. $|F; m_F\rangle$ sind die Zustandsfunktionen der Zustände, zwischen denen die Übergänge stattfinden; d.h. $|F'; m_F'\rangle$ sind die Zustandsfunktionen der Hyperfeinstrukturemanterme $2^3P_0, 2^3P_2, 2^3P_1$, und $|F; m_F\rangle$ die Zustandsfunktionen der Hyperfeinstrukturemanterme 2^3S_1 .

Zur Berechnung der Matrixelemente (A 1) werden die Zustandsfunktionen $|F; m_F\rangle$ nach dem Basissystem $|J, m_J\rangle |I, m_I\rangle$ entwickelt. Die Funktionen $|J, m_J\rangle$ sind die Eigenfunktionen der Hülle und $|I, m_I\rangle$ sind die Spineigenfunktionen des ^3He -Kerns. Man erhält:

$$|F; m_F\rangle = \sum_{m_J, m_I} (F, m_F; J, m_J; I, m_I) |J, m_J\rangle |I, m_I\rangle; \quad (A 2)$$

mit $(F, m_F; J, m_J; I, m_I) = \text{Clebsch-Gordan-Koeffizienten}$.

Entsprechend kann $|J, m_J\rangle$ durch die Elektronenspineigenfunktionen $|S, m_S\rangle$ und die Elektronenbahneigenfunktionen $|l, m_l\rangle$ dargestellt werden:

$$|J, m_J\rangle = \sum_{m_l, m_s} (J, m_J; l, m_l; S, m_s) |l, m_l\rangle |S, m_s\rangle \quad (A 3)$$

Bei Verwendung von Kugelkoordinaten r, φ, θ kann $|l, m_l\rangle$ durch die Kugelfunktionen beschrieben werden:

$$|1, m_1\rangle = R_1(r) Y_{1, m_1}(\theta, \varphi) \quad (A 4)$$

Durch Einsetzen von (A 2) in (A 1) erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeit:

$$w_{n, n'} \propto \sum_{\substack{m_F' = m_F', m_I \\ m_F = m_F' + m_I}} (F', m_F'; J', m_J'; I, m_I) (F, m_F; J, m_J; I, m_I) \langle J', m_J' | \hat{r} | J, m_J \rangle^2 \quad (A 5)$$

Dabei ist:

$$\langle J', m_J' | \hat{r} | J, m_J \rangle =$$

$$\int \psi_{11'}^* \sum_{\substack{m_J' = m_J' + m_s \\ m_J = m_J' + m_s}} (J', m_J'; 1, m_1'; S, m_s) (J, m_J; 1, m_1; S, m_s) \langle Y_{1, m_1'} | \hat{r} | Y_{1, m_1} \rangle; \quad (A 6)$$

Hierbei ist $\hat{r} = \frac{\underline{r}}{|\underline{r}|} = \{\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta\}$ und $\psi_{11'}$ das Matricelement für den Radialanteil.

Die Ausrechnung der Matrixelemente kann durch Verwendung des Wigner-Eckart-Theorems wesentlich vereinfacht werden. Hierfür muß der Vektor $\hat{r}$ als sphärischer Tensor $\hat{r}_{st}$ geschrieben werden:

$$\hat{r}_{00} = \hat{r}_z = 2\sqrt{\frac{1}{3}} Y_{10}(\theta, \varphi); \quad \hat{r}_{\pm 1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{r}_x \pm i\hat{r}_y) = 2\sqrt{\frac{1}{3}} Y_{1\pm 1}(\theta, \varphi);$$

Damit lautet das Theorem für den vorliegenden Fall:

$$\langle F', m_F' | \hat{r}_{st} | F, m_F \rangle = (-1)^{F' - m_F} \left\{ \begin{matrix} F' & s & F \\ -m_F' & t & m_F \end{matrix} \right\} (F' || \hat{r}_s || F).$$

Hierbei ist $\left\{ \begin{matrix} F' & s & F \\ -m_F' & t & m_F \end{matrix} \right\}$ das 3j-Symbol und $(F' || \hat{r}_s || F)$ das reduzierte Matricelement.

Bei Verwendung des Wigner-Eckart-Theorems braucht man für jeden Übergang $F \leftrightarrow F'$ und für jedes $\hat{r}_s$ nur ein einziges Matrixelement mittels der Gleichungen (A 5) und (A 6) explizit auszurechnen. Mit diesem Matricelement wird dann $(F' || \hat{r}_s || F)$ bestimmt. Die Matricelemente mit gleichen F, F', s -Werten aber verschiedenen m_F', m_F, t -Werten erhält man mit den 3j-Symbolen,

die z.B. in (Ed 57) tabelliert sind. Von den 324 Matrixelementen müssen somit nur 30 Matrixelemente wirklich berechnet werden.

In Tabelle (A 1) sind die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten zusammengefaßt.

Tabelle A 1

Relative Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emissionen:

$2^3P_0 \leftrightarrow 2^3S_1$									$2^3P_1 \leftrightarrow 2^3S_1$									$2^3P_2 \leftrightarrow 2^3S_1$								
$\frac{m_F}{m_I}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$+\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$+\frac{5}{2}$	$+\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{5}{2}$								
$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{4}{27}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{54}$	0	$\frac{5}{18}$	$\frac{5}{27}$	$\frac{5}{54}$	0	0	0	0	0	0	0								
$-\frac{1}{2}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{4}{27}$	$\frac{2}{27}$	0	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{18}$	0	$\frac{5}{54}$	$\frac{5}{27}$	$\frac{5}{18}$	0	0	0	0	0	0								
$+\frac{3}{2}$	$\frac{1}{9}$	0	$\frac{1}{18}$	0	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{9}$	0	0	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{45}$	0	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{15}$	$\frac{1}{30}$	0	0	0								
$+\frac{1}{2}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{4}{27}$	0	$\frac{1}{45}$	$\frac{1}{270}$	$\frac{4}{135}$	0	0	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{10}$	0	0								
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{27}$	0	$\frac{4}{27}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{9}$	0	$\frac{4}{135}$	$\frac{1}{270}$	$\frac{1}{45}$	0	0	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$	0								
$-\frac{3}{2}$	0	$\frac{1}{9}$	0	$\frac{1}{18}$	0	0	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{6}$	0	0	$\frac{1}{45}$	$\frac{1}{30}$	0	0	0	$\frac{1}{30}$	$\frac{2}{15}$	$\frac{1}{3}$								

Einer Arbeit von Fred et al. (Fr 57) ist zu entnehmen, daß die Wellenfunktionen des Zustandes 2^3P_0 mit einem Anteil von etwa 10% der Wellenfunktionen des 2^3P_1 -Zustandes gemischt werden müssen. Führt man die Rechnung mit dieser Mischung durch, so erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den 2^3S_1 -Zuständen und den 2^3P_0 -Zuständen die in Tabelle (A 2) aufgeführten Zahlen.

Tabelle A 2

Relative Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den magnetischen Zuständen des 2^3S_1 - und des 2^3P_0 -Zustandes in ^3He unter Berücksichtigung einer 10%-igen Beimischung der 2^3P_1 -Wellenfunktionen.

$2^3S_1 \quad m_F$ $\backslash$ $2^3P_0 \quad m_F$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$+\frac{1}{2}$	0,28	0,0
$-\frac{1}{2}$	0,19	0,10
$+\frac{3}{2}$	0,10	0,19
$+\frac{1}{2}$	0,0	0,28
$-\frac{1}{2}$	0,15	0,30
$-\frac{3}{2}$	0,30	0,15

Anhang 2

Transformation der Koordinaten x, y, z in X, Y, Z .

Die in Abschnitt 4.2.4 eingeführten Koordinatensysteme $X, Y, Z = \hat{k}_{in}$ und $\underline{z} = \hat{k}_{in}$, $\hat{y} = \hat{N}$; $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$ lassen sich mit Hilfe der folgenden Transformationsmatrizen ineinander umrechnen ($\hat{y} \cdot \hat{Y} = \cos \varphi$) (Kö 66):

	X	Y	Z
x	$\cos \varphi$	$\sin \varphi$	0
y	$-\sin \varphi$	$\cos \varphi$	0
z	0	0	1

N.F.		ZZ	XX-YY	XZ	YZ	XY
$\frac{3}{2}$	zz	$\frac{2}{3}$	0	0	0	0
$\frac{1}{2}$	xx-yy	0	$2\cos 2\varphi$	0	0	$\sin 2\varphi$
2	xz	0	0	$\frac{1}{2}\cos \varphi$	$\frac{1}{2}\sin \varphi$	0
2	xy	0	$-\sin 2\varphi$	0	0	$\frac{1}{2}\cos 2\varphi$
2	yz	0	0	$-\frac{1}{2}\sin \varphi$	$\frac{1}{2}\cos \varphi$	0

Anhang 3

Verhalten der Streuparameter gegen Raumspiegelung

Jede bei einer Kernreaktion $s_1 + s_2 \rightarrow s_3 + s_4$ auftretende beobachtbare Größe $Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}$ kann durch den allgemeinen Ausdruck (siehe Formel (4.2) und (4.3)):

$$Z_{\alpha\beta;\gamma\delta} = \frac{\text{Sp } \Omega_\alpha(s_3) \Omega_\beta(s_4) M_\gamma(s_1) \Omega_\delta(s_2) M^+}{\text{Sp } MM^+}$$

dargestellt werden (Kö 66). Ω_α , Ω_β , Ω_γ und Ω_δ bedeuten dabei beliebige cartesische Spintensoren, und die Indizes α , β , γ , δ sind Tensorindizes beliebiger Stufe in einem raumfesten Koordinatensystem. γ und δ stehen für den Eingangskanal; α und β für den Ausgangskanal. In Ref. (Kö 66) wird gezeigt, daß sich eine Größe $Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}$ bei Raumspiegelung im Koordinatensystem $\underline{x}, \underline{y}, \underline{z}$ (Gleichung (4.12)) folgendermaßen verhält:

$$Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}^P = \underbrace{(-1)^m}_{Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}}; \text{ mit } m = \begin{cases} \text{Anzahl der im Ausdruck} \\ \text{auftretenden Indizes } x \text{ und } z; \end{cases}$$

Fordert man von den Größen $Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}$ Invarianz gegen Raumspiegelung, so folgt:

$$Z_{\alpha\beta;\gamma\delta} = \begin{cases} \neq 0 \text{ für ungerade Anzahl der im} \\ \text{Ausdruck } Z_{\alpha\beta;\gamma\delta} \text{ auftretenden} \\ \text{Indizes } x \text{ und } z. \\ \neq 0 \text{ für gerade Anzahl der im Ausdruck} \\ Z_{\alpha\beta;\gamma\delta} \text{ auftretenden Indizes } x \text{ und } z. \end{cases}$$

Die durch Gleichung (4.11) gegebenen Streuparameter stellen Ausdrücke der Gestalt $Z_{\alpha\beta;\gamma\delta}$ dar. Erhaltung der Parität bedingt dann, daß nur diejenigen Größen $A_i, A_{ij}, A_k, B_i, B_k, B_{ij}, B_k$ nicht identisch verschwinden, bei denen gilt: (Zahl der Indizes x) + (Zahl der Indizes z) = geradzahlig.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache hat der differentielle Wirkungsquerschnitt (4.10) die explizite Form:

$$\begin{aligned}
 I = I_0 \{ & 1 + \frac{3}{2} A_y P_y + \frac{1}{3} (\frac{1}{2} A_{xx-yy} P_{xx-yy} + \frac{3}{2} A_{zz} P_{zz} + 2 A_{xz} P_{xz}) + \\
 & + a_y P_y + \frac{3}{2} (B_{x;x} P_x P_x + B_{y;y} P_y P_y + B_{z;z} P_z P_z + B_{x;z} P_x P_z \\
 & + B_{z;x} P_z P_x) + \frac{1}{3} (\frac{1}{2} B_{xx-yy;y} P_{xx-yy} P_y + \frac{3}{2} B_{zz;y} P_{zz} P_y \\
 & + 2 B_{xy;x} P_{xy} P_x + 2 B_{xy;z} P_{xy} P_z + 2 B_{xz;y} P_{xz} P_y \\
 & + 2 B_{yz;x} P_{yz} P_x + 2 B_{yz;z} P_{yz} P_z) \}
 \end{aligned}$$

Hierbei wurde neben der Beziehung (4.6) noch die abkürzende Schreibweise $A_{xx-yy} = A_{xx-yy}$; $P_{xx-yy} = P_{xx-yy}$. usw. verwendet.

Die Größen P_i, P_{ij} und p_k sind im obigen Ausdruck noch auf das Koordinatensystem x, y, z bezogen. Bei Verwendung eines polarisierten Teilchenstrahls und eines polarisierten Targets ist es jedoch günstiger, Vektorpolarisation und Tensorpolarisation von Strahl und Target auf das raumfeste Koordinatensystem X, Y, Z zu beziehen. Dies kann durch Koordinatentransformation mittels der in Anhang 2 gegebenen Transformationsmatrizen geschehen. Das Ergebnis ist durch die Gleichung (4.13) gegeben.

Anhang 4

Transformation der Polarisationskomponenten P'_Z und P'_{ZZ} bei

Raumdrehung

Gegeben seien zwei Koordinatensysteme X', Y', Z' und X, Y, Z . Das System X', Y', Z' möge durch zwei hintereinander ausgeführte Drehungen aus dem System X, Y, Z hervorgegangen sein, und zwar:

- 1) durch Rotation um den φ_β mit der Y-Achse als Drehachse und
- 2) durch Rotation um den φ_γ mit der Z-Achse als Drehachse

Die Komponenten P'_Z und P'_{ZZ} seien auf das System X', Y', Z' bezogen. Gesucht sind nun die Komponenten P_i, P_{ij} , die bei Transformation des Systems X', Y', Z' in das System X, Y, Z aus den P'_Z, P'_{ZZ} hervorgehen. Man weiß, daß sich sphärische Tensoren T'_{kp} bei Raumdrehung mit der Drehmatrix D^k_{pq} transformieren:

$$T_{kq} = \sum_p T'_{kp} D^k_{pq}; \quad (\text{A } 7)$$

Es ist daher nötig, die Vektor- und Tensorpolarisation des d-Strahls durch sphärische Tensorkomponenten T_{kq} auszudrücken (Go 58)

$$\begin{aligned} T_{00} &= \frac{1}{\sqrt{3}} & T_{20} &= \frac{1}{\sqrt{6}} P_{ZZ} \\ T_{10} &= \frac{1}{\sqrt{2}} P_Z & T_{2+1} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (P_{xz} + iP_{yz}) \\ T_{1+1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_z) & T_{2+2} &= \frac{1}{6} (P_{xx} - P_{yy}) + \frac{1}{3} P_{xy} \end{aligned} \quad (\text{A } 8)$$

Insbesondere gilt: $P'_Z = \sqrt{2} T'_{10}$; $P'_{ZZ} = \sqrt{6} T'_{20}$;

Die Transformation der Tensorkomponenten $T'_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} P'_Z$ und $T'_{20} = \frac{1}{\sqrt{6}} P'_{ZZ}$ mittels (A 7) ergibt:

$$T_{kq} = T'_{ko} D_{oq}^k = \sqrt{\frac{4}{2k+1}} T'_{ko} Y_{kq}(\beta; \gamma);$$

Die Y_{kq} bedeuten die Kugelfunktionen.

Einsetzen der Kugelfunktionen (vgl. Edmonds (Ed 57)) und Berücksichtigung der Gleichungen (A 8) liefert:

$$P_X = \sin\beta \cos\gamma P'_Z$$

$$P_Y = -\sin\beta \sin\gamma P'_Z$$

$$P_Z = \cos\beta P'_Z$$

$$P_{XX-YY} = \frac{3}{2} \sin^2\beta \cos\gamma P'_{ZZ}. \quad (A 9)$$

$$P_{ZZ} = \frac{1}{2} (2 \cos^2\beta - \sin^2\beta) P'_{ZZ}$$

$$P_{XY} = \frac{3}{4} \sin^2\beta \sin\gamma P'_{ZZ}.$$

$$P_{XZ} = \frac{3}{2} \cos\beta \sin\beta \cos\gamma P'_{ZZ}$$

$$P_{YZ} = -\frac{3}{2} \cos\beta \sin\beta \sin\gamma P'_{ZZ}$$

Literaturverzeichnis

- Ab 55 A.Abragam: Phys. Rev. 98, 1729 (1955)
- Ba 65 S.D.Barker, G. Roy, G.C.Phillips and G.K.Walters:
Phys. Rev. Letters 15, 115 (1965)
- Cl 56 G.Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper:
Z. f. Phys. 144, 336 (1956)
- Co 60 F.D.Colegrove and P.A.Franken: Phys.Rev. 119, 680 (1960)
- Co 63 F.D.Colegrove, L.D.Scheerer and G.K.Walters:
Phys. Rev. 132, 2561 (1963)
- Cs 65 P.L.Csonka, M.J.Mořavcsik and M.D.Scadron:
UCRL Preprint 14222 (1965)
- De 66 B. De Facio, R.K.Umerjee, J.L.Gammel:
Phys. Rev. 151, 819 (1966)
- Ed 57 A.R.Edmonds: Angular Momentum in Quantum Mechanics,
Princeton, New Jersey, Princeton University Press (1957)
- Es 62 W. Espe: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik
Bd. 2, Seite 136, VEB Deutscher Verlag der
Wissenschaften, Berlin (1962)
- Fi 67 D. Fick: Phys. Lett. 24B, 13 (1967)
- Fl 65 R. Fleischmann: Proc. of the 2nd Intern. Symp. on
Polarized Phenomena of Nucleons,
Karlsruhe, Deutschland (1965)
- Fr 51 M. Fred, F.S.Tomkins, J.K.Brody and M.Hamermesh:
Phys. Rev. 82, 406 (1951)
- Ga 65 R.L.Gamblin and T.R.Carver: Phys. Rev. 138A, 946 (1965)
- Ge 11 G.Gehlhoff: Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft 6
271 (1911)
- Go 58 L.J.B. Goldfarb: Nucl. Phys. 7, 622 (1958)
- Go 64 M.L.Goldberger and K.M.Watson:
Collision Theory, New York, J.Wiley
and Sons (1964)
- Gr 64 R.C.Greenhow: Phys. Rev. 136A, 660 (1964)
- Ha 68a N. Hauer: Diplomarbeit, Erlangen (1968) unveröffentlicht
- Ha 68b N. Hauer, W.Klinger: Phys. Verh. 4, 361 (1968)

- Je 57 C.D.Jeffries: Phys. Rev. 106, 164 (1957)
- Kö 66 W.Köhler: Diplomarbeit, Erlangen (1966) unveröffentlicht
- Ph 62 G.C.Phillips, R.R.Perry, P.M.Windham, G.K.Walters,
L.D.Schearer and F.D.Colegrove: Phys. Rev. Letters
9, 502 (1962)
- Ph 66 G.C.Phillips: Proc. of the Intern. Conf. on Polarized
Targets and Ion Sources, Saclay,
Frankreich (1966)
- Po 67 E. Popp: Diplomarbeit, Erlangen (1967) unveröffentlicht
- Pr 27 K. Przibram: Z. F. Phys. 41, 833 (1927)
- Sc 49 L.J.Schiff: Quantum Mechanics, Mc Graw-Hill Book
Company, Inc. (1949)
- Sc 65 L.D.Schearer and G.K.Walters:
Phys. Rev. 139A, 1398 (1965)
- St 60 L.Stewart, J.E.Brolley, Jr. and L. Rosen:
Phys. Rev. 119, 1649 (1960)
- Wa 56 G.K.Walters and W.M.Fairbank: Phys. Rev. 103, 263 (1956)
- Wa 62 G.K.Walters, F.D.Colegrove and L.D.Schearer:
Phys. Rev. Letters 8, 439 (1962)
- We 54 G.Weinreich and V.W.Hughes: Phys. Rev. 95, 1451 (1954)
- Wh 58 W.Whaling: Handbuch der Physik 34, Seite 193,
Springer Verlag, Berlin (1958)
- Wi 68 H.Wilsch: Dissertation, Erlangen (1968)
- Wo 52 L.Wolfenstein, J.Ashkin: Phys. Rev. 85, 947 (1952)

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann danke ich herzlich für die Überlassung dieser äußerst vielseitigen und interessanten Arbeit. Durch seine wohlwollende Unterstützung und sein stetes Interesse hat er den Fortgang der Arbeit sehr gefördert.

Meinen beiden Mitarbeitern, Herrn Dipl. Phys. E. Popp und Herrn cand. phys. N. Hauer, danke ich für die gute Zusammenarbeit und für ihre Unterstützung bei der Durchführung ausgedehnter Meßreihen.

An dieser Stelle möchte ich auch all denen danken, die dieser Arbeit förderlich waren, so insbesondere Herrn Dr. Kuiper, Herrn Dr. Fick und Herrn Dipl. Phys. H. Klinger für anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise.

Herr cand. phys. B. Gaißmeier stellte mir freundlicherweise das Rechenprogramm für die Auswertung der dE/dx -Messungen zur Verfügung.

L e b e n s l a u f

Am 3.12.1934 wurde ich als Sohn des Oberschulrats Eduard Klinger und seiner Ehefrau, Wilhelmine, geb. Walz, in Nürnberg geboren. Vom Herbst 1940 an besuchte ich die Volksschule in Hennenbach bei Ansbach, von wo aus ich am 24. April 1946 in die Oberrealschule Ansbach überwechselte. Dort legte ich am 13. Juli 1954 die Reifeprüfung ab.

Im Wintersemester 1954/55 begann ich an der Universität Erlangen-Nürnberg mit dem Studium der Mathematik und Physik. Nach dem vierten Semester bestand ich die Vorprüfung zur wissenschaftlichen Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen und nach dem sechsten Semester die Diplomvorprüfung für Physiker. Während des achten Semesters begann ich bei Herrn Professor Dr. R. Fleischmann meine Diplomarbeit und legte am 27.7.1960 die Diplom-Hauptprüfung für Physiker ab.

Die Zeit vom 1. Oktober 1960 bis 15. Januar 1963 verbrachte ich als Research-Fellow an der University of British Columbia, Vancouver B.C., Canada. Vom 1. März 1963 an betreute ich dann die Stelle einer wissenschaftlichen Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg. Seit dem 18.6.1963 bin ich dort als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle tätig.

Erlangen, den 10.4.1968

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
